ISSN 0289-260X UDC 532.5,533.6

航空宇宙技術研究所特別資料

SP-36

SPECIAL PUBLICATION OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

SP-36

乱流の解明と制御に関するシンポジウム講演論文集

1997年12月

航空宇宙技術研究所 NATIONAL AEROSPACE LABORATORY 乱流の解明と制御に関するシンポジウム実行委員会

委員長	石黒登美子	(数理解析部)
幹 事	◎山本稀義	(空気力学部)
	吉永 崇,	(空気力学部)
	小林紘	(熱流体力学部)
	◎小川 哲	(数理解析部)
	廣瀬直喜	(数理解析部)
	福田正大	(数理解析部)
	松尾裕一	(数理解析部)
	◎伊藤信毅	(空力性能部)
	◎高木正平	(空力性能部)
	徳川直子	(空力性能部)
	鈴木和雄	(原 動機 部)
	石垣博	(ラムジェット推進研究室)
	白水正男	(新型航空機研究グループ)

◎印は幹事

このシンポジウムは重点基礎研究「DNSによる乱流の極微細構造の解明に関する研究」グループ と、「境界層遷移の解明と制御」研究会幹事会の共同企画として提案され、第20回「境界層遷移の解 明と制御」研究会を包含した。

乱流の解明と制御に関するシンポジウム講演論文集

Proceedings of NAL Symposium on Investigation and Control of Turbulence

開催期日 1997年3月26~28日 開催場所 航空宇宙技術研究所

26 March ~ 28 March, 1997 National Aerospace Laboratory

航空宇宙技術研究所

乱流の解明と制御に関するシンポジウム実行委員会

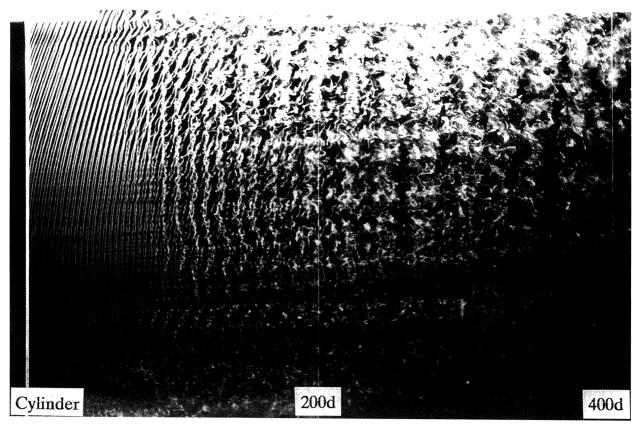


図1 円柱後流

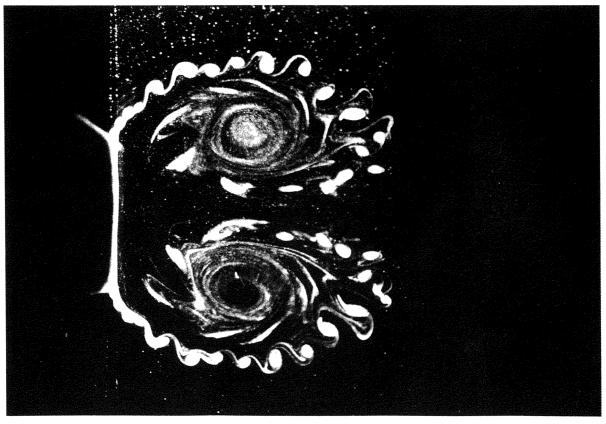


図2 剥離剪断層

巻頭写真(種子田定俊九州大学名誉教授の提供による)

- 図1「円柱後流の2次元大規模組織構造」
 (風洞実験、スモークワイヤー法)
 円柱直径d=5mm、円柱長L=2m、風速U=1m/s、R=350
 風洞は測定部4m×2m×長さ6m、乱れの強さ0.12%
- 図2 「急出発した平板の剥離剪断層に発生する不安定波」
 (統合流脈模様、水素気泡法)
 平板の幅 d = 10 cm、速度 U = 5.3 cm/s、R = 3860、Ut/d = 3.8
 (t は運動開始からの時間)

まえがき

本報告集は、平成9年3月26日から28日の3日間にわたって開催された当研究所主催の「乱流の 解明と制御に関するシンポジウム」の講演要旨を収録したものである。

乱流は自然界の様々な流れの中に発生し、物理・工学の多くの未解決な問題の障害になっている。 当所においても、高速航空機や宇宙往還機開発には乱流特性の算定が重要なテーマとなっている。そ のため本シンポジウムは内外の第一線の乱流研究者の参画を得て、最先端の研究活動を把握すると共 に、今後の展望について討論し、当所の乱流研究の新たな発展を期する目的で開催された。シンポジ ウムの講演総数は招待講演3件を含めて39件でその内容は基礎から応用まで広範にわたり、出席者 は3日間で延べ320名を越え、極めて盛況のうちに終わることができた。招待講演としては、我が国 における流体科学の第一人者で、文化勲章受章者の今井功東京大学名誉教授及び流れの可視化の第一 人者である種子田定俊九州大学名誉教授を迎え、両先生のこれまでの多彩な研究活動の中での乱流研 究に関する示唆に富んだ講演を拝聴すると共に、種々の貴重な可視化写真を拝見できた。また、米国 からは乱流の数値シミュレーションにおいて著名な John Kim カリフォルニア大学教授を招待し、乱 流 DNS の最近の研究成果と共に、最新のマイクロマシンを用いた乱流制御に関する興味深い研究に ついて講演して戴いた。出席者の傾向として学生や若い研究者が多く、当所からの HYFLEX や SST に関連した発表は乱流の応用分野の研究として注目された。

計算機の進歩に伴って流体力学の種々の問題が計算可能となってきている。しかし,現在の計算機 でも乱流が関連する問題は容易には計算出来ない。乱流の中に発生する微小変動を直接計算するため には現在の計算機でもまだその性能が十分でないからである。したがって,乱流の解明には今後とも 理論,実験及び計算による多面的研究が必要である。当所の当面している研究課題には,高速航空機 の層流制御や宇宙往還機の熱防御等乱流が関連する問題は多い。これらの問題を解決するには当所に おける乱流研究をさらに活性化することが必要であることはもとより,さらに国内外の研究者と連携 することによって,研究の効率的推進が必要となっている。この様な状況において,本シンポジウム の果たす役割は今後ますます大きくなると考えられる。

最後に本シンポジウムの開催・運営にご協力戴いた関係各位の方々に深くお礼を申し上げます。

「乱流の解明と制御に関するシンポジウム」

委員長 石黒登美子

[一般講演] 後退角 30°の斜め円柱における不安定波1 航空宇宙技術研究所 徳川直子, 高木正平, 伊藤信毅, 丹羽幸貴 主流乱れによる境界層遷移(遷移予測法の確立に向けて)......5 慶応大学 松原雅春 Royal Institute of Technology P.H. Alfredsson 電気通信大学 宮嵜 武, A. Lifschitz, 米倉和也 Ekman 境界層内に発達する横流れ不安定性13 東北大学流体科学研究所 飯野 淳,小濱泰昭 航空宇宙技術研究所 須浪徹治, M.N. Wendt 大阪府立大学工学部 西岡涌男 大阪府立大学工学部 坂上昇史,西岡通男 [招待講演] 東京大学名誉教授 今井 功 [一般講演] 国際高等研究所 巽 友正 豊橋技術科学大学 蒔田秀治,関下信正 [特別企画: 遷移の予知と制御] 富士重工業株式会社 越岡康宏,谷 泰寛,吉田茂雄 大阪府立大学工学部 西岡诵男 東北大学流体科学研究所 小濱泰昭、江上泰広 乱流遷移の数値シミュレーション** 宇宙科学研究所 桑原邦郎 [一般講演] 東北大学工学部 榎本保之,福西 祐 同志社大学工学部 水島二郎,川口泰弘 北海道工業大学 豊田国昭、平本理峰 ナブラ 白山 晋

非定常非理想気体流れ現象解明へのCFDアプローチ			
		大学工学部 1	
撹乱を受けた圧縮性渦 <i>電</i> 与	通信大学 前川 博		
电尔 [Invited Lecture]	,通信入子 ————————————————————————————————————	ə, 设 22人 辅, 〕	入伯人開
Current Status of Direct Numerical Simulation			
		of California	
[一般講演]			
Adverse-Pressure-Gradient Effects in Three-Dimensional Swep	t-Wing Flows		
	University of Califo	-	
Instability of Streamwise Vortices over a Curved Wall			
	東北大学流体科学研究所	F. Bahri, Y.	. Kohama
[特別企画:乱流の構造] 一様等方性乱流の微細構造			
ᇄᇴᆺᇧᆂᇟᅃᆙᆇᇧᇠᄲᆊᅖᆓᄺᅭᅟᅟᅟᅟ	航空宇宙技術研究所		
		生出伸一,	
自由せん断乱流の構造		,	
	電	気通信大学	前川 博
燃焼研究における数値計算の意義			
		、学工学部 "	
圧縮性乱流の直接計算とモデリング			
		t術研究所 前 大学工学部 5	
[一般講演]	朱 乐 八	、子工子部	元川志一
高速車輛中間車側面の圧力・流速測定			
	技術研究所 佐久間		
再突入機開発における境界層遷移予知の問題			1
	航空宇宙技術研究所		
次世代高速機開発における乱流研究の課題			
剥離点まわり流れの音波に対する受容性	航空宇宙技術研究所		
判離点まれり肌れの百次に対りる文谷性	東京都立科学技術大学		
円柱後流の大規模構造と空力音について			
	日立機械研究所		
管内障害物の音と流れ			
	近畿大学	学工学部 坂	尾富士彦
	ながれ	い研究集団	佐藤浩
乱流の可視化(巻頭写真)			
[]	九州大学名	名誉教授 種	十出定馁
[一般講演] 前向き/後ろ向きステップにおける剥離再付着流の能動制	制御		1
- ロリーワご/ 気つ!ーリさハノ / / にわけ る状離骨 1 有 /// ºノ 肥助/	可闻······ 東北大学工学部		
速度勾配テンソルから算出される渦の特性値について			
	邓 永田 拓,成田達江		
		· · · ·	

[特別企画:乱流研究の展望]

.

混沌から秩序ヘーカオスから乱流へ		•••••••••••••••••••••••••	*
	筑波大学先 端 学際研究所	柘植俊一	
知的乱流制御の展望			. 133
	東京大学工学部		
レーザーによる3次元乱流計測技術			. 137
	青山学院大学理工学部		
航技研における先端的乱流研究の推進			. 141
	航空宇宙技術研究所		
		(*印は草稿な	:し)

後退角 30°の斜め円柱における不安定波

徳川直子 高木正平 伊藤信毅 丹羽幸貴 航空宇宙技術研究所

Instability waves originating from a point-source in 3-D boundary-layer on a 30° yawed cylinder by

N. Tokugawa, S. Takagi, N. Itoh and Y. Niwa National Aerospace Laboratory

ABSTRUCT

Instability of the three-dimensional boundary layer on a yawed circular cylinder is investigated experimentally. An unsteady disturbance is artificially introduced from a point source on the cylinder to clarify instability characteristics of the flow. Streamline-curvature instability is confirmed to dominate rather than cross-flow instability in a certain range of Reynolds number in agreement with the prediction of linear stability theory, although the amplitude is modulated by the effect of stationary mode of cross-flow instability.

Key Words: 3-D boundary layer, stream-curvature instability, cross-flow instability

1. 序論

後退角を持つ航空機主翼上の三次元境界層は、 横流れ(C-F)不安定によって、二次元翼境界層に比 べて前縁に近い領域で乱流に遷移することが知ら れている。 C-F 不安定は、主流と圧力勾配の方向 が一致していないために生じる横流れ成分が、境界 層分布に変曲点を持つことに起因し、強い不安定性 を持つ。最近、伊藤は外部流線が曲率を持つことに よる、遠心力型の不安定性を発見した[1]。その流 線曲率(S-C)不安定は、臨界レイノルズ数がC-F不 安定より低く、遷移過程の初期段階で大きな役割を 果たしている可能性があり、注目を集めている。斜 め円柱三次元境界層に S-C 不安定が存在すること は、すでに高木らによって実験的に確かめられてい る[2,3]。 C-F、 S-C 不安定それぞれの振幅および 位相分布は、スパン・境界層方向とも、線形安定理 論による予測とよく一致した。ただしその実験は、 C-F 不安定がより強く励起される条件[4]の下で行 われたので、S-C不安定はC-F不安定に比べ非常に 弱く、C-F不安定の影響を受けており、 S-C不安 定の性質を詳細に計測することはできなかった。 S-C不安定の性質を明確にし、遷移過程での役割を 理解するには、 S-C 不安定を単独で励起する必要 がある。そこで本研究では第一段階として、線形安 定理論において S-C 不安定が支配的であること が予想される[5]後退角Λ=30°の斜め円柱におい て、 S-C 不安定のみが存在する場をつくることを

試みた。

2. 線形安定理論による予測

理論から得られる S-C、 C-F 不安定それぞれ の中立安定曲線を図1に示す。横軸Xは、前縁に垂 直な表面に沿った距離を半円周で規格化した無次 元座標である(図2)。一様流レイノルズ数 R_Q = $(Q_{\infty} D)/(\nu \cos \Lambda)=1.0 \times 10^6$ (Q_∞: 一様流速、 D: 模型直径、 ν : 動粘性率)では S-C、C-F 不安 定ともに不安定で、C-F 不安定の方が大きく増幅さ れることが予測される。しかし、0.03≦X≦0.35 で は、S-C 不安定の方が臨界レイノルズ数は低いので、 R_Q~0.4×10⁶ とすると、C-F 不安定は亜臨界とな り S-C 不安定のみが増幅すると考えられる。

点源から導入された撹乱は分散性により楔状 に伝播する(図 2)[2,3,5]。特に、S-C不安定とC-F 不安定は逆向き、すなわち S-C不安定は外部流線内 向き、C-F不安定は外向きの位相速度を持つことが わかっている。したがってY(前縁と平行な点源か らの距離をXと同様に無次元化。)方向の位相分布 計測から、計測された撹乱がどの不安定から発生し たかについて明らかにすることができる。また、点 源から単色非定常撹乱を導入した場合、不安定波の 性質がより顕著に現れる。撹乱の成長率は周波数に 依存し、無次元角周波数 $\omega \equiv 2 \pi$ fD/(R_Q^{1/2}・Q₂₀ cos A)=0.06 (f: 周波数)のとき、流線曲率不安 定が最も大きく増幅することが予測される。

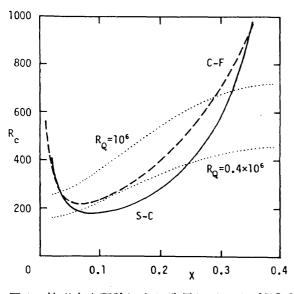
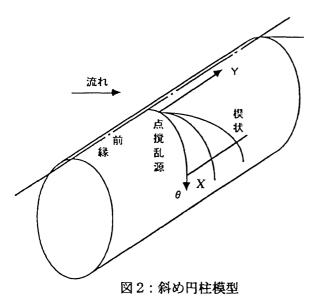


図1:線形安定理論による臨界レイノルズ数[5]



3. 実験装置および方法

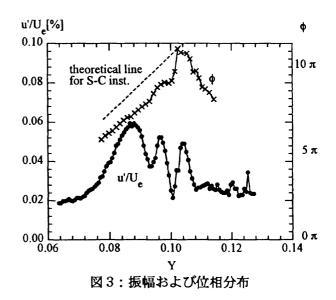
実験は航空宇宙技術研究所、小型低乱風洞 (CWT)および大型低速風洞(LWT)におい て、それぞれ直径100mmと500mmのフェアリン グ付き斜め円柱模型を用いて行った。風洞の残留乱 れと境界層厚さ(CWT で $\delta \sim 0.37$ mm)による困 難さから、一方の風洞で全領域を網羅することがで きず、CWTでは下流領域を、LWTでは上流領域を 計測した。主流速度は風洞残留乱れをできるだけ小 さくするために、 R_Q=0.21 × 10⁶(Q_∞ =30m/s(CWT), 6m/s(LWT))に設定した。 ω =0.06 の音響撹乱は、円柱内部に設置したスピーカを用い てX~0.1にあけた微細な孔から導入した。

撹乱の発達過程と平均速度の分布を、定温度型 熱線風速計を用いて計測した。解析には FFT アナ ライザーを用いた。計測される速度変動の中で、導入した音響撹乱の周波数成分にのみ着目し、その振幅分布 (u'/U_e; U_e:外部速度)を求めた。位相(φ) は、速度変動波形とスピーカへの入力信号との相互 相関関数より求めた。

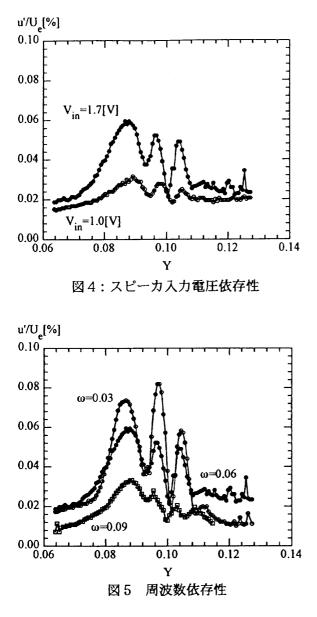
4 結果および議論

4.1 下流領域

いくつかのY断面の振幅分布から、点源から導入された撹乱は分散して、楔状領域を形成している ことが確かめられた。図3に、X=0.35での振幅お よび位相分布を示す。位相分布から、撹乱が二種類 のモードで構成されていることがわかった。点源孔 に近いピーク(Y<0.1)は、流線の内側すなわち孔 に向かって伝播しているので、流線曲率不安定成分 である。振幅の小さいピーク(Y<0.1)は横流れ不 安定によると思われる。図は、線形安定理論の予測 通り、流線曲率不安定の非定常成分が支配的な場が 形成されていることを明瞭に示している。しかし、 振幅分布は予測に反して変調されていた。



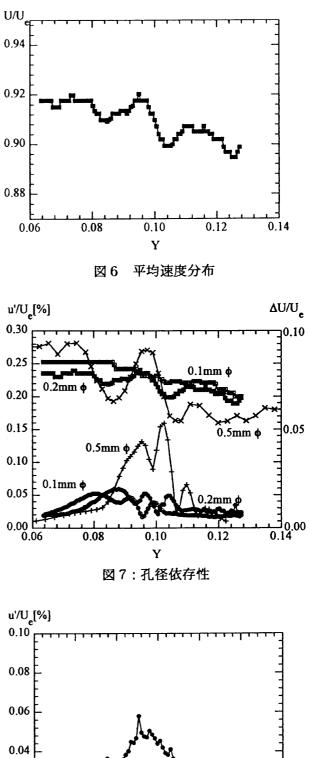
変調の原因を探るために、スピーカへの入力条 件を変えてその影響を調べた。非定常撹乱の変調は スピーカへの入力電圧を小さくしてもなくならな かった(図4)。撹乱分布はほぼ相似形を保ってお り、振幅の変調は、過大な初期撹乱による非線形干 渉の結果ではないと思われる。また入力周波数をω =0.03、ω=0.09 にしたが、振幅分布に変化はあっ たものの、いずれの場合も変調は観測された(図5)。 周波数により振幅が異なり、ω=0.06 が最大振幅を とっていないのは、孔が微細であるために初期撹乱 の大きさが等しくないからである。いずれにしても、 変調は音響撹乱を導入したことによって発生した のではないことがわかった。

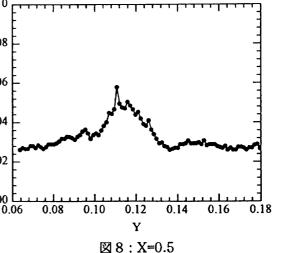


そこで、同じXにおける平均速度分布を計測し たところ、図6に示す様に、振幅分布に非常によく 対応する変調が観測された。すなわち平均速度の変 化が激しく剪断の強い領域で、撹乱の振幅が大きく なる。撹乱振幅の変調は、平均速度の変化に起因す ると思われる。平均速度変化の大きさは、撹乱導入 孔の直径にほぼ比例して小さくなり、それに応じて 撹乱の振幅も小さくなった(図7)。この変調は、 撹乱を注入していないときにもほぼ同じ大きさで 観測された。平均速度の変調は、波長が線形安定理 論と一致することから、撹乱導入孔が粗さとなって 発生した横流れ不安定の縦渦によると考えられる。 また、孔径に依存した位相の変化も観察された。

平均速度の変調は、下流に進むに従って減衰し、 同時に撹乱の変調も小さくなった。また、 C-F 不 安定の非定常モードの振幅も減衰した。X=0.5では 振幅分布に変調はほとんど見られず、S-C不安定に よると思われるピークのみが観察された(図8)。

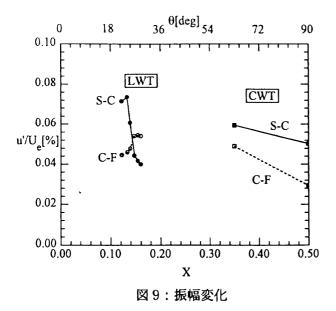
S-C 不安定にも減衰は見られたが、減衰率は C-F 不安定に比べ小さいことがわかった。





0.02

0.00



以上の結果から、下流領域において、S-C不安 定が支配的な流れが形成されていることがわかっ た。しかし、撹乱の振幅は、平均速度分布の影響を 受け、変調していた。平均速度の変調は、撹乱注入 孔から発生する横流れ定在渦によると思われる。ま た、横流れ不安定の非定常モードも検出されており、 C-F 不安定が線形安定理論の予測[5]以上に大きく 増幅されていることがわかった。

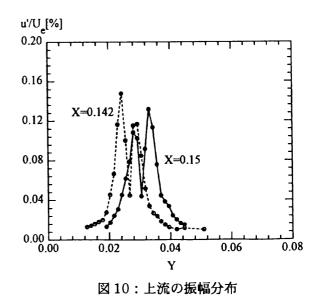
X≥0.35 では、S-C 不安定、C-F 不安定共に減 衰していることがわかった。ただし、減衰率は S-C 不安定の方が小さかった(図 9)。

4.2 上流領域

上流領域においても S-C 不安定のみならず、 C-F 不安定が励起されることがわかった(図10)。 X=0.0142 ではS-C 不安定の方が大きく増幅されて いた。しかし X=0.015 では C-F 不安定が増幅して いるにも関わらず S-C 不安定は減衰し、振幅は逆転 した(図9)。これは、S-C 不安定の増幅領域が 予測より小さいことを意味する。さらに下流にいく と C-F 不安定も減衰し始めた。

上流領域では、計測領域や初期撹乱の大きさな どの実験条件によっては振幅の変調は小さく押さ えられたが、より詳細な計測はできなかった。

S-C 不安定も C-F 不安定も風洞の乱れや模型 表面の粗さに敏感に依存することが知られている が[6,7]、風洞の違いによる差がないと仮定すると、 CWT と LWT の結果は総合して以下のように解釈 できる。S-C 不安定は増幅領域は予測より小さかっ たが減衰率が小さい。それに対し、 C-F 不安定は 予測以上に大きく増幅したが、減衰率も大きい。そのために、下流ではS-C不安定が支配的となる。



5. 結論

斜め円柱三次元境界層において、線形安定理論 の予測の通り、流線曲率不安定が支配的な流れ場が 形成された。しかし、その振幅は、予測以上に大き く増幅した横流れ定在渦の影響を受けて変調して おり、詳細は計測できなかった。

音響撹乱を導入するためには、孔をあけなけれ ばならないが、孔の直径を可能な限り小さく 0.13mm にしてもその影響を完全に取り除くこと はできなかった。縦渦を完全になくすためには、撹 乱の導入方法を改良する必要がある。

参考文献

[1] N. Itoh: Fluid Dyn. Res., 14, (1994), 353

[2] 高木, 伊藤, 徳川: 第28回乱流シンポジウム講 演論文集, (1996), 87

[3] S. Takagi, N. Itoh and N. Tokugawa: Abstracts of 19th ICTAM, Kyoto, Aug. (1996), 2630

[4] N. Itoh: Fluid Dyn. Res., 18, (1996), 337

[5] N. Itoh: Trans. Japan Soc.Aero. Space Sci., 39, (1997), 428

[6] 高木, 伊藤: 第 26 回乱流シンポジウム講演論 文集, (1994), 132

[7] H. Deyhle & H. Bippes: J. Fluid Mech. 316, (1996), 73.

主流乱れによる境界層遷移 (遷移予測法の確立に向けて)

松原 雅春、 P. H. Alfredsson 慶応大学、スウェーデン王立工科大学

Boundary layer transition with free stream turbulence (For constructing prediction method of natural transition)

by

Masaharu Matsubara¹ and P. Henrik Alfredsson² Keio University¹, Royal Institute of Technology²

ABSTRACT

Natural transition in a flat plate boundary layer has been experimentally investigated with 1.2 % to 6.6 % free stream turbulence. In flow visualizations, with smoke induced through a slit on the plate, streamwise streaks randomly appear in the boundary layer while T-S type disturbances are not observed. A few wavelengths of spanwise wavy motion of the streaks seem to precede breakdown into turbulent spots. This process is predominant at least within the present experimental range of free stream turbulence levels, although at free stream turbulence levels below 2.2 % Λ shaped structures sometimes appear and breakdown into turbulent spots. Spanwise two-point correlation of velocity fluctuation confirms longitudinal streaks of high and low streamwise velocity with a spanwise wavelength similar to that obtained from the smoke visualization. The dimensional spanwise wavelength is almost independent of streamwise position at Tu=1.2 %, while it increases downstream at Tu=6.6 %. These results lead to the conclusion that the longitudinal streaks and their sequential interaction with temporal disturbances play important roles in natural transition.

Key wards: boundary layer, natural transition, free stream turbulence, visualization.

1 はじめに

境界層において層流乱流遷移を引き起こ す原因として音波や平板の振動など様々な 撹乱源が考えられるが、特に主流乱れはガ スタービン翼上や、自動車や高速列車など の乗り物周りの流れにおいて不可避かつ比 較的大きい撹乱と言える。そのため主流乱 れによる自然遷移の予測法は、伝熱促進や 抗力低減など工業的応用が十分期待されて いる。今まで N-factor 法などのいくつか遷 移予測法が提案されているが、様々な流れ 場に対して一般性があるとはいえず実用的 とは言えない。

一方、T-S 波が最初の不安定性として現 れる場合の遷移機構はほぼ解明されている。 しかし、主流乱れが数%程度の比較的大き い場合の遷移機構はまだよくわかっていな い。ここでは自然遷移の様子を流れの可視 化によって観察し、その遷移過程について 考察する。

2 可視化による観察

実験は試験部断面 0.8 m×1.2 m を持つ 大型回流風洞に長さ 2m 幅 1.2m の前縁付 き平板を挿入して行った。前縁 1.5 m 上流 に3種類の乱流格子を取り付け主流乱れを 発生させた。乱流格子のそれぞれの特性を 表に示す。主流乱れ強さ Tu=urms/U_∞は前縁 の上(x=0 mm)で定義した。 ここでU_∞ は主流流速である。可視化の方法として、 試験平板前縁から 160 mm 下流にスパン方 向 380mm 幅 1mm のスロットを開け、そ こにスモーク用アルコールのミストを平板 上に発達した境界層内に静かに注入し、こ のミストをビデオとスチールカメラで撮影 した。

格子	乱れ強さ	格子間隔	格子径	格子形状
Α	6.6 %	5 cm	1 cm	角柱
В	2.2 %	5 cm	1 cm	波状円柱
С	1.5 %	10 cm	1 cm	円柱

図1に可視化写真を示す。左側が上流で 撮影範囲は大体 x=200 mm~800 mm であ る。格子Aで主流流速2m/sの場合(a)、上 流に流れ方向に向いたストリークが現われ 下流に行くに従いストリークの明暗がはっ きりとしてくる。このストリークは乱流格 子を入れない場合全く見られないことから、 主流乱れがストリーク発生の要因であり、 またシート状のミストがスパン方向に吹き 寄せられストリーク状になることから、境 界層内に縦渦構造が存在することが予想さ れる。下流ではこれらストリークの一部が スパン方向に波状に振動している。主流流 速3m/sに上げると(b)、ストリーク間隔が 狭まるとともにこの振動撹乱が崩壊し、乱 流に遷移しているのがわかる。乱れ強さが それより弱い格子Bで主流流速6m/sの場 合(c)も同様にストリーク構造と局所的振動 撹乱がみられるが、振動撹乱の周期性が増 しているのが分かる。主流流速8 m/s に上

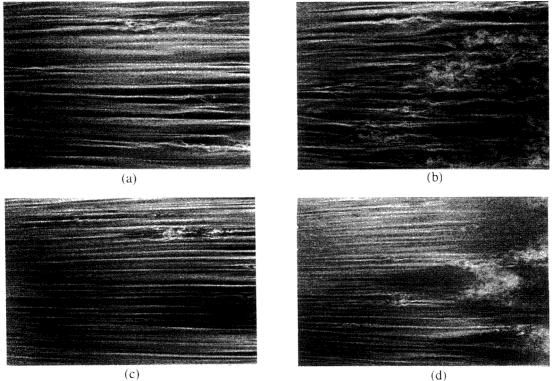
げた場合(b)、振動撹乱が崩壊し乱流斑点に 成長している様子が分かる。

ビデオによる観察では、どの格子の場合 でもストリーク構造が時間的・空間的に偶 発的に発生し、それがスパン方向に振動を 開始しその振動の数波長下流で乱流に崩壊 している様子が確認された。またストリー クの流れ方向のスケールはそのスパン方向 のスケールに比べ数十倍以上大きい上、下 流に行くに従い流れ方向に伸長しているこ とも観察された。格子Aの場合、乱流への 崩壊がスパン方向各所で頻繁に起こるため 乱流斑点の明確な成長は見られない。格子 Bや格子Cでは波状撹乱とは別にA形状の 撹乱が時々観察されたが、それらが現れる 頻度は波状撹乱に比べかなり少ない。

以上の結果から、次のような遷移過程が 予想される(図2参照)。

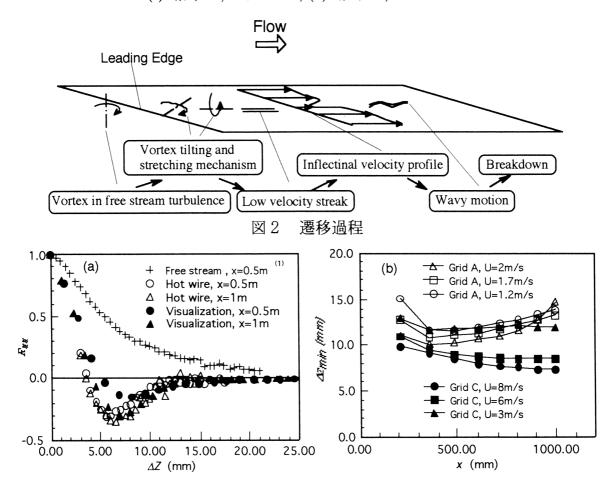
- 主流撹乱の渦が境界層内に入り、それ が流れ方向に傾きながら伸長する。
- その渦が流れ方向流速分布を変曲点型 分布に歪ませる。
- ストリークが変曲点型不安定性により スパン方向に振動を始める。
- その振動撹乱が乱流に崩壊し乱流斑点の成長が開始する。
- 乱流斑点が境界層を埋め尽くし遷移が
 完了する。

ビデオ画像から求めたスパン方向の相関 を図3(a)を熱線測定⁽¹⁾の結果とともに示す。 主流では相関の極小値が見られないのに対 し、境界層内では可視化も熱線測定の結果 も-0.2~-0.4 の深い負の相関がΔZ=7 mm 付近である。これは境界層内のストリーク 構造のスパン方向波長が14 mm程であり、 それは主流が持つスパン方向のスケールと 大きく違っていることを意味している。ま た x=1 m では可視化と熱線測定結果はよく 一致している。この相関が極小値をとるス



(c)

可視化写真 (a)格子A, U_w=2 m/s,(b) 格子A, U_w=3 m/s, 図1 (c) 格子B, U_∞=6 m/s, (d) 格子B, U_∞=8 m/s



スパン方向相関 (a) 相関分布(格子C), (b) 相関極小スパン長さの流れ方向変化 図3

パン長さの流れ方向変化を図3(b)に示す。 格子Aも格子Cの場合も流速が増加すると ともに相関極小スパン長さは減少している。 格子Aは流れ方向に相関極小スパン長さが 前縁近くを除き増加しているのに対し、格 子Cの場合は流れ方向にわずかに減少して いる。ストリークのスパン波長は乱流格子 の種類や流速によって変化し、さらに流れ 方向変化の様子が乱流格子に依存している ことが分かる。ストリークの波長は境界層 内における波長選択過程で決定されるもの と思われるが、その波長スケールがどのよ うに決まるのか、それが境界層厚さの2倍 程度であるということ以外はよく分かって おらず、今後の課題である。

3 終わりに

主流乱れが数%程度の自然遷移の場合、 従来考えられていた T-S 波から始まる遷移 とは異なり、ストリーク構造が遷移初期か ら重要な役割を演じていることが分かった。 しかし、ストリークの成長過程や崩壊条件 など、また主流乱れとストリークの関係も まだ十分調べられていない。一方このスト リーク構造は最近理論的研究が目覚ましい トランジエントグロース(例えば⁽²⁾)とそ の構造やスケールが近似しており、それら の研究との関連性も重要な課題と思われる。 これら問題点の解決により、新たな遷移予 測法の開発が期待される。

参考文献

1. Westin K. J. A. et al. 1994 Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Part 1. Boundary layer structure and receptivity. J. Fluid Mech. 281, 193-218.

2. Henningson, D. S. 1995 Bypass transition and linear growth mechanisms. In Advances in turbulence V (Benzi R., editor), 190-204. Kluwer

回転流体中の慣性波動の二次不安定性

宮嵜 武、Alexander Lifschitz*、米倉 和也 電気通信大学、イリノイ大学*

Secondary instability of inertial waves in rotating fluids

by

Takeshi Miyazaki, Alexander Lifschitz* and Kazuya Yonekura

Univ.of Electro-Communications, Univ. Illinois at Chicago*

ABSTRACT

Standing plane waves in a rigidly rotating ideal fluid are considered. It is shown that all of them are unstable with respect to three-dimensional perturbations. The growth rate of the instabilities increases as their wavenumber increases. It approaches the value predicted by a WKB analysis (Lifschitz & Fabijonas 1996) from below. The most dangerous modes are concentrated near the node-planes of the basic flow field. For long wavelength disturbances of small amplitude inertial waves resonant triad instabilities are observed.

Key Words: Inertial wave, Three-dimensional instability, Resonant triads, Parametric excitation

1 序論

コリオリカや浮力のような体積力の働く流体中には種々 の波動が生じる。剛体回転する流体中に生じるコリオリ 力を復元力とする有限振幅の平面波(慣性波動:Kelvin波) は、進行波も定在波ともに非粘性 Euler 方程式の厳密解と なることが知られている。本研究では、このような厳密 解の3次元線形不安定性を調べる。

同じような厳密解として密度成層流体中に生じる平面 内部重力波が知られているが、その安定性は古くより調 べられ、微小振幅の波は三波共鳴によって、有限振幅の 波はパラメトリック共鳴現象によって不安定化すること が示されている¹⁾。このような不安定性は内部重力波の 破砕をもたらし、それにともなう物質混合にも大きな寄 与をする。

慣性波動も同様のメカニズムで不安定化することが予 想される。実際、Lifschitz & Fabijionas²⁾はWKB法にもと づく簡便な不安定性解析(幾何光学近似)によって定在平 面慣性波が超短波長撹乱に対して不安定化することを示 した。ここでは、長中波長撹乱に対する3次元線形不安 定性を数値的に解析する。基本流は空間・時間的に周期 的であるので、空間的には撹乱をFloquet 指数をいれた Fourier 級数展開し、時間的にも Floquet 理論を用いて不 安定増幅率を決定する。

2 慣性波動

2...

回転座標系での非粘性流体運動はコリオリカの項を含む Euler 方程式に従う。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \operatorname{grad} \mathbf{v} + 2\mathbf{e}_z \times \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p = 0, \quad (1)$$

div $\mathbf{v} = 0.$ (2)

ここで z軸は回転軸であり、遠心力の項は圧力項 p に含め られている。時間を回転角速度で無次元化し、長さを基 本波の波数で無次元化すると、平面定在波の速度場 v_nは

$$\mathbf{v}_{p} = U(\mathbf{k} \times \mathbf{e}_{y} \cos 2k_{z}t + \mathbf{e}_{y} \sin 2k_{z}t) \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \quad (3)$$

と与えられる。Uは基本波の振幅である。波数ベクトル k と回転軸のなす角度をθとすると、基本波の周波数は 2cos θとなる。以下の解析では、(x, y, z) 座標系のかわり に、波数ベクトル方向がz'軸となるようにy軸回りに座標 系を回転した(x', y, z') 座標系を用いる。

$$\mathbf{e}_{z} = \mathbf{k}\cos\theta - \mathbf{e}_{x}'\sin\theta. \tag{4}$$

基本流は z'方向に周期的であるが、x', y方向には一様で あり、流体粒子は x' – y面内で円運動をする。

3 3次元線形不安定性

基本流は空間・時間的に周期的であるので、空間的 (z'方 向) には撹乱ů, ŵ, ŵ, ŵを Floquet 指数γを含むような Fourier 級数展開で表す。

$$\hat{u} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [U_m^c \cos\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} + U_m^s \sin\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\}], \quad (5)$$

$$\hat{v} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[V_m^c \cos\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} + V_m^s \sin\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} \right], \quad (6)$$

$$\hat{w} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [W_m^c \cos\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} + W_m^s \sin\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\}], \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho}\hat{p} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[P_m^c \cos\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} + P_m^s \sin\{\alpha x' + \beta y + (\gamma + m)z'\} \right].$$
(8)

ここで、 U_m, V_m, W_m, P_m は時間だけの関数であり、定数 α , β はそれぞれx'-, y-方向の波数、また γ はz'方向のFloquet 指数である。cosの項とsinの項はカップルせず、全く同じ 方程式に従うので(これは x' - y面内の原点のシフトに対応する対称性である)、以下の計算では cos の項だけを考える。線形化された Euler 方程式からŵとĵを消去して

$$W_m^c = -\frac{\alpha U_m^c + \beta V_m^c}{\gamma + m},\tag{9}$$

$$P_m^s = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2 + (\gamma + m)^2} \times [\{\alpha U \cos(2t \cos \theta) - \beta U \sin(2t \cos \theta)\}(W_{m-1}^c + W_{m+1}^c) + 2\{\alpha \cos \theta + (\gamma + m) \sin \theta\}V_m^c - 2\beta \cos \theta U_m^c - 2\beta \sin \theta W_m^c], \qquad (10)$$

 U_m^c, V_m^c の時間発展を得る。

$$\frac{dU_{m}^{c}}{dt} = \frac{\alpha}{2}U\cos(2t\cos\theta)[U_{m-1}^{c} - U_{m+1}^{c}]
- \frac{\beta}{2}U\sin(2t\cos\theta)[U_{m-1}^{c} - U_{m+1}^{c}]
+ \frac{1}{2}U\cos(2t\cos\theta)[W_{m-1}^{c} + W_{m+1}^{c}]
+ 2\cos\theta V_{m}^{c} - \alpha P_{m}^{s},$$
(11)

$$\frac{dV_m^c}{dt} = \frac{\alpha}{2} U \cos(2t \cos\theta) [V_{m-1}^c - V_{m+1}^c] \\ - \frac{\beta}{2} U \sin(2t \cos\theta) [V_{m-1}^c - V_{m+1}^c] \\ - \frac{1}{2} U \sin(2t \cos\theta) [W_{m-1}^c + W_{m+1}^c] \\ - 2 \cos\theta U_m^c - 2 \sin\theta W_m^c - \beta P_m^s, \quad (12)$$

この方程式は時間周期的な係数を持つので、時間的にも Floquet 理論を用いる。単位行列を初期値として、基本波 の一周期にわたって数値計算してモノドロミー行列を求 め、その固有値をやはり数値的に計算して不安定増幅率 を決定する。Fourier 級数を M_{max} で打ち切るときにはモ ノドロミー行列は $(4M_{max}+2)^2$ の大きさとなる。与えられ た精度(有効数字7桁)を確保するのに必要な M_{max} は波 数 α , β の増加とともに大きくなるが、およそ $6\alpha + 2\beta + 30$ ぐらいである。

4 計算結果

図1に $U = 1.0, \theta = 0.0$ の場合の不安定性増幅率(z軸まわりの軸対称性があるので、 $\alpha = 0$ として β 依存性)を示す。低波数側では増幅率の振動が見られるが、高波数ではWKBの結果(0.31518)に下から漸近する。基本流のスケールに比べてはるかに小さなスケールの撹乱が最も速く成長することが興味深い。

図 2,3 に U = 1.0, $\theta = \pi/3$ の結果を示す (a に $ta\alpha$ 依存性、b $L\beta$ 依存性)。図 2 で $t\beta$ の値によって最大増幅率を与える α が異なるが、高波数極限では WKBの結果 (0.13939) に漸近する。一方、図 3 で $t\beta$ の増加にともなって増幅率は単調に増加し、WKBの結果 (0.29260) に漸近する。 $\alpha-\beta$ 面内での増幅率の変動を調べる $2\alpha/\beta = \pm 0.0795$ に沿って緩やかな尾根があり、高波数極限では WKB での最大増幅率(0.29542) に漸近する (図 4)。この傾向は撹乱の大域的な構造を規定する γ の値には無関係であり、不安定性が撹乱の局所的な振舞で決定されることを示唆する。

図5に、最も成長の速い撹乱の初期プロファイル(x'成 分)を示す。実線は $\beta = 10$ 、破線は $\beta = 1$ の場合の固有関 数である。 β の増加とともに撹乱が基本流の節面に集中し ていくことが分かり、高波数では増幅率がWKB法の予測 する値に漸近する事実を裏付ける。この非粘性不安定性

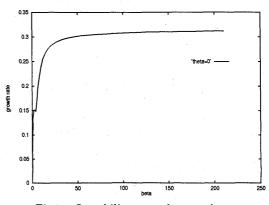


Fig. 1: Instability growth rate: $\theta = 0$

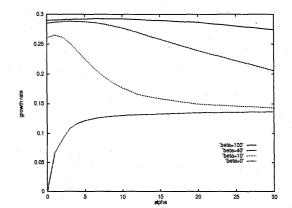


Fig. 2: Instability growth rate: $\theta = \pi/3$, α -dependence

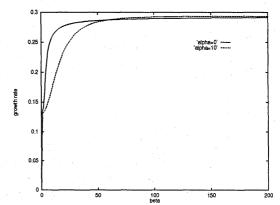
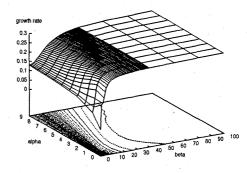
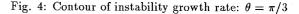
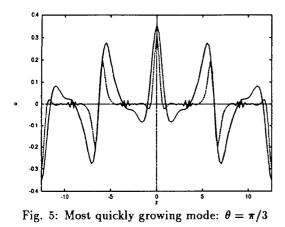


Fig. 3: Instability growth rate: $\theta = \pi/3$, β -dependence





は基本波の節面付近にスケールの非常に小さい運動を励 起する。もしも、弱い粘性の効果を考慮するならば、節 面付近に強いエネルギー散逸が起こることになる。



5 三波共鳴

内部重力波の場合と同様に、振幅の小さい慣性波の不 安定性は三波共鳴によって引き起こされることがわかる。 図 6 に U = 0.02(実線), 0.1(破線), $\theta = \pi/3$ の不安定性増 幅率を示す ($\alpha = 0, \gamma = 0.25$)。有限振幅の基本波でみられ た連続的な不安定性の代わりに多数の離散的な細い不安 定バンドが見られ、その背景に共鳴現象の存在を示唆す る。実際、慣性波動の分散関係は

$$\omega_m = \sqrt{\frac{4\{\alpha \sin \theta - (\gamma + m) \cos \theta\}^2}{\alpha^2 + \beta^2 + (\gamma + m)^2}}$$
(13)

で与えられるが、三波共鳴は $\omega_m + \omega_{m+1} = 2\cos\theta$ が満足さ れる β で、亜調和共鳴は $\omega_m = \cos\theta$ が満足される β でそれぞ れ起こる。下表に示すように、計算結果にみられる不安 定バンドは三波共鳴もしくは亜調和共鳴現象として同定 することができる。

基本波の振幅Uが大きくなるにつれて、各バンドの不 安定性が強くなり、各バンドが広がって重なり始める。さ らに高次共鳴に起因する不安定バンドも加わり、稠密な バンド構造が形成されて、高波数域ではWKB法の予測 する連続な不安定性につながることになる。

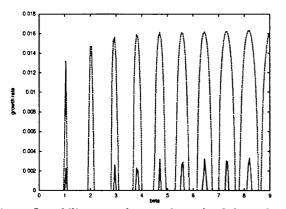


Fig. 6: Instability growth rate: $\theta = \pi/3$, β -dependence

	$\gamma = 0.25$				
β	m	n	β_{mn}	gr $(u = 0.02)$	gr(u=0.1)
1.05	0	1	1.04	0.002286	0.013182
2.05	1	1	2.16	0.003046	0.014724
2.95	1	2	2.94	0.002639	0.015601
3.80	2	2	3.90	0.002256	0.015896
4.70	2	3	4.70	0.003201	0.016086
5.55	3	3	5.63	0.002607	0.016121
6.45	3	4	6.45	0.003228	0.016216
7.35	4	4	7.36	0.003027	0.016142
8.20	4	5	8.19	0.003217	0.016299

6 結言

有限振幅の定在慣性波の3次元線形不安定性を調べ、 1. ほとんどの定在波が3次元撹乱に対して不安定である. 2. 不安定性の増幅率は撹乱の波数とともに増大し、極短 波長極限ではWKB法の予測する値に下から漸近する. 3. 最も成長の速い撹乱のプロファイルは基本波の節面付 近に集中し、その付近で基本波の持つエネルギーが空間

4. 振幅の小さい慣性波の不安定性は三波共鳴、亜調和共 鳴現象によって引き起こされる.

スケールの小さな運動へ移送される.

などの知見を得た。剛体回転する流体という安定な流体 運動中に発生する慣性波の不安定性は、剛体回転流体に おける非粘性二次不安定性であり、乱流遷移過程や物質 輸送過程において重要な役割を果たすものと考えられる。

引用文献

- 1) P.N.Lombard & J.J.Riley: Phys. Fluids 8, 3271 (1996)
- 2) A.Lifschitz & B.Fabijonas: Phys. Fluids 8, 2239 (1996)

Ekman境界層内に発達する横流れ不安定性

飯野 淳、小濱泰昭 東北大学流体科学研究所

Crossflow Instability of the Laminar Ekman boundary Layer

by

Jun Iino, Yasuaki Kohama

Institute of Fluid Science, Tohoku University

ABSTRACT

Experimental investigation reported here is concerned with instabilities appearing in three-dimensional laminar (Ekman) boundary layer flow. Ekman flow is produced in between two coaxial systems, one is a rotating cylindrical vessel filled with water, and another is a stationary disk mounted in the bottom of the vessel. Appearing instabilities in the boundary layer is visualized by introducing dye from narrow slits grooved on the stationary disk. In previous investigations, two types of instabilities were reported to appear, one, which appears at lower Reynolds number range was called Type II instability, and another, which appears at higher Reynolds number range was called Type I instability. In the present investigation, only Type I instability is observed. One of the important results obtained in the present investigation is that new type of stationary vortices are visualized in the boundary layer.

Key Words : Ekman boundary layer, Solid rotation, Pressure gradient, Crossflow instability, Crossflow vortex, Geophysical flow

1. 緒 言

主流の方向と最大圧力勾配の方向が異なるために発生 する3次元境界層の遷移のメカニズムは、その構造が空間 的にねじれたものであるが故に複雑であるが、自然界に 数多く発生するためこれまで盛んに研究が行われてきて いる.

航空機の後退翼上に発生する3次元境界層の研究は, Gray¹⁾による実際の飛行試験に始まる. Grayは油膜法に より,主流の方向にほぼ規則的に並んだ縞模様を翼前縁 付近の層流中に検出した. この縞模様は,後の研究²⁾に よって壁面に対して定在的に発生する渦列であることが 確認され、横流れ不安定性(Crossflow Instability)によ り励起されることから横流れ渦と命名された.

一方、大気中に発生するEkman境界層の研究は、Ekman³⁾ が圧力勾配、コリオリの力、地表摩擦力のつり合いによって起こる流れを解析したのが最初である。その後 Faller⁴⁾は、円筒形回転水槽を用いて形成した層流の Ekman境界層中に染料を注入することにより流れ場を可視 化し、横流れ不安定性により発生するType I 不安定性、 さらにType I よりも低いレイノルズ数で発生するType II 不安定性を発見した. その後、実験、理論双方からの研 究により、これら2つの不安定性の波長、位相速度等が調 査されたが、Type I は横流れ渦と同様に横流れ不安定性 により励起されるにもかかわらず、壁面に定在した渦構 造ではなく位相速度を持つ波としての特徴を有していた. その後、各々の3次元境界層の安定性に関する研究は、そ の平均速度場の類似性により幾つかの研究で同時に取り 扱われてきた. Faller⁵⁾は回転円板上の流れ場に対して 安定計算を行い、さらに過去の実験結果とも合わせて外 部擾乱の乱れ強さがあるレベルに達すると、Type Ⅱを主 要因として乱流遷移が起こる可能性があると考察してい る. このType II の研究は、Itoh⁶⁾により安定計算を通じ てその性質が詳細に調査された. この研究では、Type II は3次元境界層の外部流線が曲率を持つことに起因して発 生する不安定性であることが述べられ、Itohはこの不安 定性を流線曲率不安定と名付けた. また,近年 Lingwood⁷⁾はAbsolute Instabilityによる乱流遷移の可 能性を述べている.

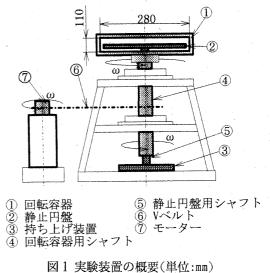
以上、2つの代表的な3次元境界層の安定性の問題では、 幾つかの攪乱が検出され、様々な乱流遷移のメカニズム が示されており、いまだ完全に理解されてはいない. 解 決されていない問題の一つに、横流れ不安定性によって 発生する撹乱が、壁面に定在した横流れ渦の形態をとる か否かといったことが挙げられる. 過去に行われたEkman 境界層の研究では、壁面に定在した横流れ渦は検出され ていない. またFaller⁵⁰は、回転円板上の流れ場に於い ても境界層中に染料を注入し可視化実験を行ったところ、 横流れ不安定性によって発生する渦が移動している現象 を観察したと述べている. しかしWilkinsonら⁸⁰は、円板 上の微小な突起が横流れ渦を発生させていると考察して おり、Ekman境界層においても壁面に定在した渦が検出さ れていないことには疑問が残る.

本研究の目的はEkman境界層を再現し、特に横流れ不安 定性によって発生する撹乱の性質、構造を再度調査する ことである.

2. Ekman境界層の設計

実験装置の概略を図1に示す.実験装置は2つの系からなっている.内径280mm、高さ110mmの蓋付きの円筒容器 ①を回転速度可変の3相モーター⑦によって反時計まわりに回転させる系と、その内部に設置された直径276mmの静止していアルミニウム製の円板②の系である.容器の上面と側面はそれぞれ透明なアクリルで製作されており、 上方と側方からの流れの可視化による観察を可能にしている.円板上面と回転容器上部の蓋とのギャップは、自由に設定できるようになっているが、本実験ではそのギャップを80mmで一定とした.伊藤⁹⁰は、この円板間のギャップ*s*を代表長さとした隙間レイノルズ数 Re_s = s²の/v を定義し、2円板間の流れ場の層流速度分布を求めたところ、Re_sが650程度以上であれば、回転円板および静止円板上の各境界層は互に分離していることを確認している. 本実験における隙間レイノルズ数 Re_s = s²の/v は約10000

であり、お互いの境界層が影響を及ぼさない十分な大き さになっている.円板が内部に設置された容器を水で満 たし、一定時間回転させると回転容器中の水は剛体回転 を始める. 静止円板から離れた位置では、それぞれの流 体粒子には回転座標系に於ける見掛けの遠心力 $F = \rho(r\omega)^2/r$ が作用し、円板中心から端に向かって増加 する圧力分布が生じ、力のバランスが保たれている.し かし円板が静止しているため、円板上数㎜前後の流体に は粘性の影響により接線方向に境界層が成長する. 境界 層内部では、接線方向の速度の減少に起因し、遠心力の みが小さくなるために力のバランスが崩れ、円板中心に 向かう流れが生じる. 実際の大気中のEkman境界層は, 地球の自転のためにコリオリの効果を考慮しなければな らない. しかし、今回は可視化実験の制約より下部の円 板は静止しており、その意味ではコリオリの効果はこの 実験には含まれてはいない.このような流れ場は, Böedewadt境界層とも呼ばれている. 本実験では以上の 実験装置を利用し、静止円板上の半径r=130mmの位置に 設けられた幅0.3mmのスリットから染料を注入することに より流れ場を可視化し、z方向より35mmカメラとビデオ カメラを用いて撮影した. 図2に静止円板表面の概略図 を示す.



凶1 天映表直の城安(単位:111)

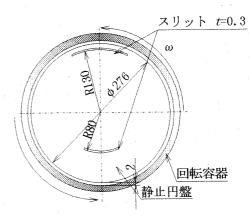


図2 静止円板表面の概要(単位:mm)

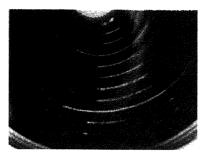
3. Type Iの観察

図3(a), (b)に回転角速度*a*=1.76,3.16 rad/sに於ける Ekman境界層の可視化写真を示す.5分以上容器を回転 させた後,半径 *r*=130mmの位置に設けられたスリット より染料を境界層内に注入,円板上方より撮影を行って いる.図の黒い部分は円板表面であり,同心円状の白線 は円板表面に10mm間隔で描かれた基準線である.基準 線の内,2本の長い曲線はそれぞれ半径位置50,100mmを 示している.

図3のうち、(a)に於いては流れ場に変化は見られない が、回転速度が増した(b)に於いては図の中央部より上側 にらせん状に広がる波らしき編構造が発生する. これら の編は半径方向内側に向かって一定速度,一定波長で進 行していることが確認できた.そこでこの撹乱の無次元 波長 λ/D ,無次元位相速度 c/V_{θ} を求め、過去のEkman境 界層の研究に於いて発見されたType I, Type IIの値と比 較し、さらにFallerの実験⁴に於ける可視化写真と図3を 比較した結果も合わせて考えると、本実験で検出された 不安定性は横流れ不安定性によって励起されたType I 不 安定性であると考えられる.一方、本実験装置に於いて Type II 不安定性は、現在のところ確認されてはいない.



(a) $\omega = 1.76 \text{ rad/s}$



(b) *ω* = 3.16 rad/s図3 各回転各速度におけるEkman境界層の可視化写真

4.横流れ渦の観察

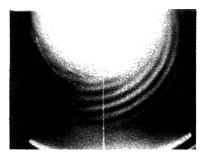
ここまではFaller⁴⁾の実験と同様の可視化方法で境界 層内の様子を観察してきたが、その流れ場には回転円板 などの実験²⁾で観察されている、壁面に定在した横流れ渦 を確認することはできなかった.しかしCaldwellら¹⁰⁾は、 壁面に対して定在した熱線流速計でEkman境界層に発生 する不安定性を調査し、横流れ不安定性によって励起さ れるType I 不安定性を検出できなかった.Caldwellらは、 その実験の考察の中でType I 不安定性が壁面に定在して いる可能性があると述べている. また, Ekman境界層 が回転円板上の境界層と同様の流れ場であることを考え ると,壁面に定在して発生する渦が存在しても不思議で はない.従って本実験では,さらに詳細に境界層内の様子 を調べるために,スリット光を用いて境界層の様々な断 面を観察することにした.

この場合,水を剛体回転させてから静止円板上の半径 r=80mmのスリットより染料を一定量注入し,その後一 定時間経過後に流れ場を観察した. つまり円板に設けら れたスリットから注入された直後の染料を直接観察する のではなく,回転容器内の鉛直方向の大きな循環により 境界層内を何度も通過している染料を観察していること なる.

図4は円板表面からの高さz = 2mmの位置で境界層内を 円板面に平行に幅1mmのスリット光で切断し,その横断 面をz方向より撮影したものである.図(a),(b)には, $\omega = 2.58$, 3.38rad/sに於ける横断面図を示す.(a) $\omega = 2.58$ rad/sに於いて図の右半分中心付近に2本の縞らしきも のが発生している.次いで(b) $\omega = 3.38$ rad/sでは,ら せん状に等間隔に並ぶ縞の列が発生している.実際には, $\omega = 2.86$ rad/sから3.38rad/sに於ける範囲でこのらせん状 の縞は規則性を保ち、また円板壁面に定在して発生して いることが判明した.



(a) $\omega = 2.58 \text{ rad/s}$



 (b) ω = 3.38 rad/s
 図4 横スリット光を利用して撮影した各回転角速度に 於けるEkman境界層の可視化写真

検出されたこれらの縞の列がどのような3次元的な構造 をしているかを解明するために,境界層内を円板の中心 を通る面で(図4の白線に沿って)円板に対して垂直にスリ ット光で切断し,その様子を側方より撮影した.

図5に回転角速度 ω=3.38rad/s, 半径 r=34~55mmの 位置に於ける鉛直断面図を示す. この図より, これまで観 察してきた縞の列は、回転円板、後退翼で観察されてい る横流れ渦と同様、隣り同士同じ方向に回転する渦列で あることが分かる. また詳しく観察するとこれらの渦構 造は2つの部分よりなっている. その模式図を図5に示す. 構造の一つは図5のaで示される隣同士反時計回りに回転 する渦構造である。もう一つは、図5のbで示される壁面 ごく近傍に存在する盛り上がりの部分である.この部分 は染料を注入した瞬間より観察でき、またその渦内の染 料は脈を打つように円盤中央部に向かって流れていくこ とが確認された。従って、過去のEkman境界層の可視化 実験に於いて、位相速度を持つ波として観察されていた TypeI不安定性は、実は壁面に定在した横流れ渦の下の 部分bを可視化していた可能性がある. 実際, 図4にみら れるような渦構造aは染料を境界層内に注入してからある 一定時間経過後に確認され、その後構造に大きな変化は みられなかった.

図4 回転角速度 ω = 3.38 rad/sにおける 鉛直断面図

図5 渦構造の模式図

5. 結 言

蓋付きの回転容器と静止した円板を用いて静止円板上 にEkman境界層を再現し、可視化実験によりその流れ場 に発生する不安定性について調べた.

その結果、Ekman境界層中にも回転円板上に発生する 横流れ渦同様の静止渦列が発生することが確認できた. この結果は、これまでEkman境界層に於いて調べられて きた不安定性とは異なるものであり, Ekman境界層のメ カニズムについての再度の検討が必要であると思われる.

今後はさらに大きな直径の実験装置を製作し、広範囲 のレイノルズ数に於ける可視化実験と熱線流速計による 定量的な計測より、Ekman境界層の層流から乱流へのプ ロセスを明らかにし、さらに3次元境界層に発生する不安 定性の物理的要因を明らかにしていく予定である.

主な記号

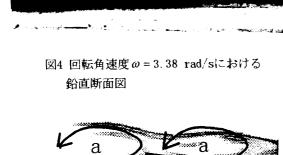
- c : 不安定波の位相速度(mm/s)
- D: Ekman境界層の理論的代表厚さ (mm)(= $(v/\omega)^{1/2}$)
- r : 円板上の半径位置(mm)
- V。: 境界層外縁方向の速度成分(mm/s)
- : 円板表面からの高さ(mm) z
- δ :境界層厚さ(mm)
- λ : 不安定波の波長(mm)
- v :動粘度(mm²/s)
- ω :回転容器の回転角速度(rad/s)

謝辞

実験に際し協力を頂いた流体科学研究所技官 太田 福雄氏,並びに同付属工場技官 浅野 和夫氏,伏見 保 夫氏,渡辺 努氏,伊東 憲男氏に感謝の意を表します.

参考文献

- 1)Gray, W. E. : The effect of wing sweep on laminar flow, RAE TM Aero 227 (1952).
- 2)Kobayashi, R., Kohama, Y. and Takamadate, Ch. : Spiral vortices in boundary layer transition regime on a rotating disk, Acta Mech., 35 (1980) 71-81.
- 3)Ekman, V. W. : On the influence of the earth's rotation on ocean currents, Arkiv. Mat. Astr. Fys. Bd2 No. 11 (1905).
- 4)Faller, A. J.: An experimental study of the instability of the laminar Ekman boundary layer, J. Fluid Mech. 15 (1963) 560-576.
- 5)Faller. A. J. :Instability and transition of disturbed flow over a rotating disk, J. Fluid Mech. 230 (1991) 245 - 269.
- 6)Itoh, N.: Simple cases of the streamline-curvature instability in three-dimensional boundary layers, J. Fluid Mech. 317 (1996) 129 - 154.
- 7)Lingwood, R. J.: An experimental study of absolute instability of the rotating-disk boundary-layer flow, J. Fluid Mech. 314 (1996) 373 - 405.
- 8) Wilkinson, S.P. and Malik, M.R.: Stability experiments in the flow over a rotating disk, AIAA J. 23 (1985) 588 - 595.
- 9)伊藤基之,村田 敦:回転円板と静止円板間の流れの 安定性, 日本機会学会論文集(B偏)51巻472号(昭和60) 3902-3910.
- 10)Caldwell, D.R. and Van Atta, C. W. : Characteristics of Ekman boundary layer instabilities, J. Fluid Mech. 44 (1969) 79-95.



縦渦導入型燃料噴射器の超音速乱流混合・燃焼実験

須浪 徹治',マイケル・ウェント',西岡 通男" 航空宇宙技術研究所*、大阪府立大学**

Experiments on Supersonic Turbulent Mixing and Combustion using Streamwise Vorticity Generating Type Fuel Injectors by

Tetsuji Sunami^{*}, Michael N. Wendt^{*}, Michio Nishioka^{**} ^{*}National Aerospace Laboratory, ^{**}Osaka Prefecture University

ABSTRACT

Supersonic mixing and combustion were examined using streamwise vorticity generating type fuel injectors in a Mach 2.5 freestream. One of such injectors was 'A.W. strut' which could introduce four pair of counter-rotating streamwise vortices in spanwise low configuration. Another injector was 'swept ramp injector' which could introduce a pair of counter-rotating streamwise vortices. The process of streamwise vortex development in the flow with combustion were almost similar to that in the cold flow in the case of A.W.strut. A.W.strut and swept ramp injectors were compared with some traditional wall-injectors and strut-injectors. The wall pressure distributions and the local equivalence ratios at the exit of the duct showed that the mixing and the combustion were highly enhanced by the use of streamwise vortices compared with the use of other traditional wall-injectors and strut-injectors. It is possible and effective to apply the mixing control technique using streamwise vortices studied in the cold flow to the mixing and combustion enhancement in a real combustor.

1. はじめに

スクラムジェットエンジン開発の重要課題の一つであ る超音速混合・燃焼制御に関する研究の一環として,縦渦 導入型燃料噴射器を用いた混合・燃焼実験を行った.特に, 著者らが非燃焼の場で Alternating wedge strut (AW ストラ ット,図1(a)を用いて行ってきた縦渦による超音速混合制 御手法^{1,2)}を燃焼場に適用し³⁾,非燃焼時と燃焼時の縦渦形 成過程の比較を行った.また,壁圧分布,燃焼器出口にお けるガスサンプリング結果から混合・燃焼の評価を行い, 種々の燃料噴射器と比較して燃焼場での縦渦による混合 制御手法の効果を調べた.比較対象としては,Northam ら により提唱された縦渦導入型の Swept ramp (S ランプ, 図 2) や,積極的な渦生成の制御を行わない従来タイプの 燃料噴射器に対し AW ストラットの燃焼実験と同一条件 下で行われたデータ⁴⁾を用いた.

2. 燃料噴射器モデル

実験に用いた AW ストラットおよび従来のストラット 型燃料噴射器を図1に示す.また、S ランプおよび壁面有 角噴射器を図2に示す.3つのストラット型噴射器の前半 部形状は同一であり,前縁角は10°,前縁半径は1mm, 平行部のモデル厚さは*h*=10 mm である.AW ストラット 後半の縦渦導入部と燃料噴射孔形状は文献2と同様であ る.ストラット後半部には主流と15°の角度をなす上下 方向のランプがスパン方向に交互に並んでおり,1つのラ ンプ幅は10 mm, ランプ後縁の厚さは0.5 mm である. AW ストラットにより8本の縦渦が導入される.また,縦 渦中心部への燃料供給を意図して,燃料噴射口(ゆ3 mm ×8個)が上下方向のランプが接する境界上の中心部に設 けられている.MO ストラットも同様に、ゆ3 mm ×8個 の燃料噴射口がペース部に設置されている.SI ストラッ トでは、1.6 mm × 90 mm のスリット状の燃料噴射口と なっている. S ランプではペース部から主流に対し 30°の角度で燃料噴射する. また,壁面有角噴射では主流に対し 30°および 90°で噴射した. S ランプおよび壁面有角噴射器の燃料噴射口面積は AW ストラットと同一である.

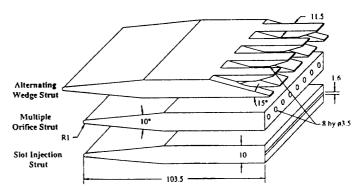


図1 燃料噴射ストラット形状,上から順に (a) AW ストラット, (b) MO ストラット, (c) SI ストラット

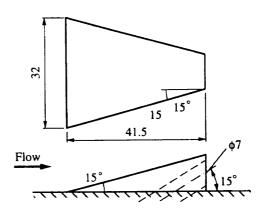


図2 S ランプ形状

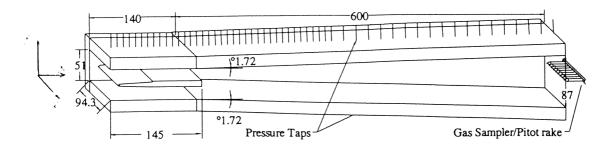


図3 超音速燃焼風洞平行部および拡大部

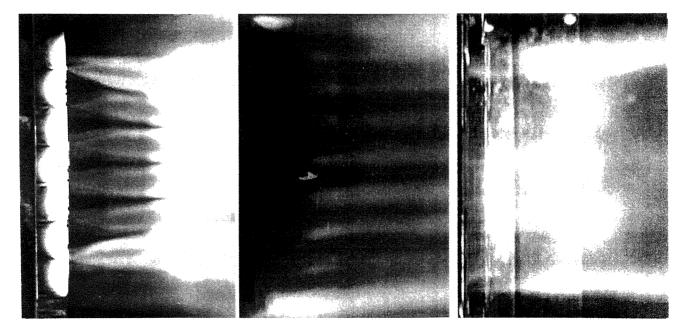


図4 ストラット後縁近傍撮影写真, 左から順に (a) AW ストラット, (b) MO ストラット, (c) SI ストラット 流れは左から右方向

3. 実験装置および実験条件

実験は、マッハ数 2.45 の吹出式超音速燃焼風洞(図 3) において行った. 燃焼風洞は,主流加熱のための水素・酸 素燃焼加熱器,超音速ノズル,燃焼器平行部(長さ 140 mm, 断面 94.3 mm × 50 mm)及び燃焼器拡大部(長さ 600 mm, y方向開き角 1.72°)から成る.拡大部出口は大気解放 されている.燃料噴射は,燃焼器平行部にストラット1 個,Sランプ2個,壁面有角噴射器2個をそれぞれ燃焼器 平行部側壁に設置し(ストラットの設置例は図 3 参照), 常温水素を音速噴射した.

燃焼風洞の代表的主流条件は,総圧,総温,静圧,静温, 流速がそれぞれ1 MPa, 2200 K, 59 kPa, 1015 K, 1502 m/s である.

4.可視化・計測方法

燃焼試験では、燃焼器上下壁面の静圧分布測定、および 拡大部出口断面に於いてピトー型プローブによるピトー 圧測定およびガスサンプリングを行った.採取されたガス は、ガスクロマトグラフィーにより分析し、サンプリング ガスの燃焼前の当量比を求めた.また、ストラット型燃料 噴射器後縁近傍における後流・縦渦の発達および燃焼の様 子を観察するため、燃焼器拡大部を取り除き、燃焼器平行 部側方からのシュリーレン撮影および上方からのビデオ 撮影を行った.

5.実験結果

5.1 Alternating Wedge Strut による縦渦形成過程-燃焼時・非燃焼時の比較

図4(a),(b),(c)に総当量比Φ=0.5におけるAWストラット, MOストラットおよびSIストラット後縁近傍の上方(y方向)からのビデオ撮影写真を示す.この撮影では燃焼器拡大部は取り除いているが,風洞壁圧分布(図7)から判断して,拡大部設置時に燃焼による圧力上昇は燃焼器平行部に達しておらずストラット上流の流れは拡大部の有無によらず同一である.また,拡大部の有無によりストラット後縁近傍の流れ場(縦渦形成領域等)に大きな違いは無い.ただ,拡大部無しの場合には燃焼器平行部出口から弱い衝撃波が流路内に入射するが,後に述べるように,この衝撃波により燃焼は促進されるようである.

図4(a)を見ると、ストラットの9個のランプの内、両端 を除いた7個のランプ後縁部が赤熱しているのが分かる. 赤熱した隣り合うランプの境界からは輝炎が放射状に下 流に延びているが、これらの輝炎が縦渦を示している.ス トラット後縁から20mm下流までは特に縦渦外縁部にお いて明るい輝炎が観察され、そこで燃焼が起こっているこ とがわかる.それより下流ではほぼ全域で急に輝度を増し、 燃焼が活発化ている.この燃焼の促進は縦渦内への衝撃波 入射が原因と考えている.側壁から2つ目の縦渦は他に比 べて明るい輝炎が観察されたが、これも同じ原因と考えら

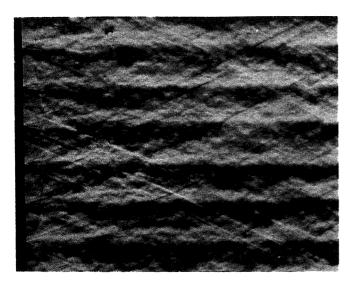


図5 AW ストラット後縁近傍シュリーレン写真(非燃焼時)

れる. これら衝撃波入射による混合層内の燃焼促進の詳細 については今後検討していく.

図5は非燃焼実験におけるAWストラット上方(y方向) からのシュリーレン写真(文献1)であり、非燃焼時の縦 渦形成の様子を示している.主流マッハ数は燃焼実験とほ ぼ同じ*M*=2.43である.但し、総圧・総温はそれぞれ0.1 MPa、290 Kである.図4(a)、5から燃焼時と非燃焼時の 縦渦形成の様子を比較すると、両者で形成過程にある縦渦 の外縁の輪郭は良く一致しており、後縁からストラット厚 さの約2.5倍下流までにその直径はほぼストラット厚 さの約2.5倍下流までにその直径はほぼストラット厚 程度に達し、迅速な縦渦形成の様子が分かる.この様に、 ストラット後縁近傍における縦渦形成過程の様子は燃焼 時と非燃焼時で良く一致している.

現在のところ, 我々が縦渦等の大規模渦導入や, これら の配置・循環の制御, 大規模渦内への燃料の取り込み等の 制御を比較的容易に行える領域はほぼ燃料噴射器近傍に 限られているが, この領域は大規模渦内への燃料の連行を 迅速に行う上で重要な領域である.上記の結果は, この様 なストラット近傍の縦渦形成領域に於いて, 非燃焼時の縦 渦導入手法およびこれを用いた混合制御手法が燃焼時に も適用可能かつ有効であることを示している点で重要で ある.

燃焼の影響が非常に強い場合には、これが風洞境界層剥 離を通して燃料噴射器上流の流れ場を大きく乱したり、風 洞境界層を介さずに縦渦等の後流を介して燃料噴射器近 傍流れ場を大きく変えてしまう場合も考えられるが、この 様な流れ場に関しても現在検討している.

5.2 各ストラット近傍における保炎領域の比較

図 4(b),(c)の MOストラットと SIストラットの後流を見 てみよう. MOストラットの場合,ストラットペース部の 再循環域では保炎されておらず,輝炎はストラットペース 部より約 20 mm 下流において隣接する燃料ジェットの間 に観察され始める. SIストラットでは,燃焼域にかなり むらがあり, MOストラットと同様に輝炎は AW ストラッ トに比べてかなり暗く,ストラットスパン方向中央部では 殆ど燃焼していないようである. これに対して,AW スト ラットの場合にはストラット後縁近傍から主に縦渦外縁 部で良好な保炎が得られている.

5.3 ガスサンプリングおよび壁圧測定結果

図6に燃焼試験おける燃焼器拡大部出口断面でのガス サンプリング結果から得られた局所当量比分布を示す.こ の当量比は,既燃の水素をも含めたものであり,総当量比 ゆで無次元化されている.また,燃焼器壁面圧力の主流方 向分布を図7(a)~(d)に示す.

図6を見ると、積極的に縦渦を導入するタイプのAWス トラットとSランプの場合には、その他の燃料噴射器に比 べて燃料の拡散範囲が広く、特に混合の一様性が格段に優 れていることが分かる. SIストラットの燃料拡散範囲が MOストラットに比べてz方向中央部でかなり大きくなっ ているが、これはSlotの中央部が燃料の圧力により約2 倍に押し広げられたことにより燃料流量分布が中央に偏 ったためである. 図7を見ると、燃焼器出口での当量比分 布の一様性が優れているA.W.ストラットとSランプの場 合に、大きな燃焼器壁圧が得られている.

30°と90°の壁面噴射を比較すると、燃料ジェットの 貫通距離および拡散範囲はともに30°噴射の方が優れて いることが分かった.一方、燃焼器壁面圧力は90°噴射 の方が格段に高いことが分かる.この壁圧差は、燃料噴射 に伴う衝撃波の強さの違いからは説明できないほど大き い.燃焼器出口での当量比分布を見ると燃料ジェットの中 心付近の混合の一様性は90°噴射の方が良く、むしろ混 合域での小スケールの乱流混合の程度が、壁圧差に大きく 寄与しているといえる.このように考えると、燃焼促進の ためには貫通距離(ペネトレーション)や拡散範囲を増加 させるだけでは不十分であり,混合場に於けるスモールス ケールの乱流渦の生成が重要であることがわかる.

まとめ

縦渦導入型燃料噴射器を用いた超音速混合・燃焼実験を 行った.その結果,燃焼を伴う流れ場においても非燃焼の 場と同様の手法で縦渦の導入が可能であり,縦渦を用いた 燃料噴射器近傍の流れ場の制御が超音速混合・燃焼促進に 有効であることが分かった.

参考文献

- 1) 西岡,須浪:超音速混合の促進に関する考察と実験, 日本流体力学会誌「ながれ」Vol.14 (1995) 377-389.
- 2) 須浪,徳永,西岡:縦渦列を用いた超音速混合の制御, 航空宇宙技術研究所 SP-28 (1995) 32-36.
- 3) M.N.Wendt, T.Sunami, S.Sato & M.Nishioka:Strut Injection Experiments in a Supersonic Combustor, 第7回 航空宇宙学会北部支部ラムスクラムシンポジウム講演集 (1997) 247-252.
- M.N.Wendt, K.Kudo & A.Murakami:Wall Injector Design Comparison for Supersonic Combustion, 第7回航空宇宙 学会北部支部ラムスクラムシンポジウム講演集(1997) 241-246.

本研究に援助を頂きました航技研ラムジェット性能研究 室の鎮西室長,工藤氏,村上氏,佐藤氏に感謝いたします.

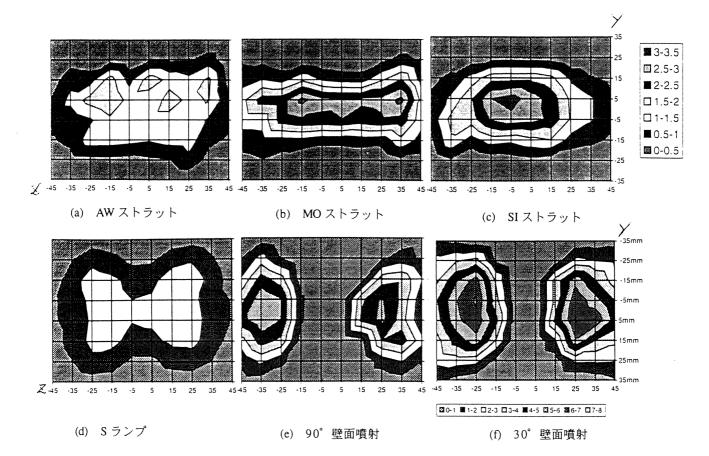


図6 燃焼器拡大部出口断面における局所当量比分布(総当量比は φ=0.5)

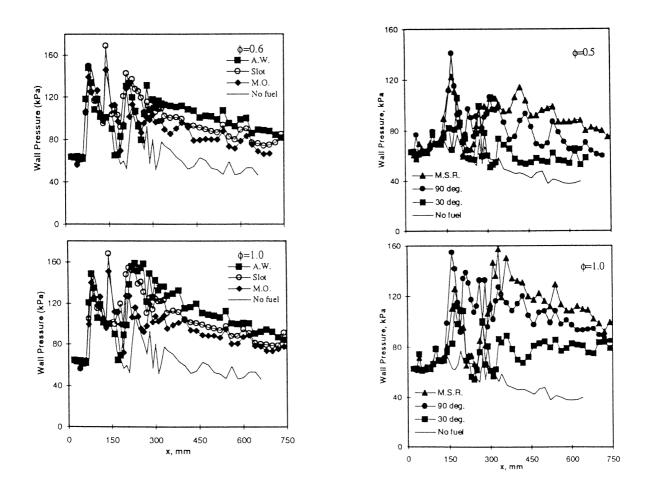


図7 燃焼器壁面圧力分布(各燃料噴射器の比較, φは総当量比)

ステップを過ぎる超音速境界層の不安定性

坂上昇史,西岡通男 大阪府立大学

Instability of Supersonic Laminar Boundary Layer Disturbed by Forward/Backward-facing Step

Shoji Sakaue and Michio Nishioka

Osaka Prefecture University

Abstract

The object of the present study is to investigate the instability of supersonic boundary layer flow past forward/backward-facing step, especially the behavior of Tollmien-Schlichiting wave over step. Results of the present simulation show that we can predict the streamwise growth of wave amplitude by the stability calculation on the basis of the mean boundary layer characteristics past the step. And it is also shown that, for the backward-facing step case, in separated region behind the step the flow develops an inflectional velocity distribution and excites higher wavenumber mode, and after the flow undergoes reattachment, this inflection point vanishes and the higher modes rapidly damp out.

Key words : supersonic boundary layer, Tollmien-Schlichiting wave, forward/backward step

1. はじめに

次世代超音速旅客機を開発する上で重要な空気 力学的課題の1つに空力効率の向上があげられ る.超音速翼境界層を層流状態に維持することが できると摩擦抵抗が低減され、空力効率の向上に 寄与する.層流制御については、超音速境界層に おいて外部撹乱により乱流遷移の原因となるT-S波動が励起される受容過程を詳しく知るととも に、励起されたT-S波動の挙動をよく理解する 必要があり、筆者等はTVD法に基づく数値シミュ レーションと線形安定性解析により調べている。

これまでに,境界層の不安定性や層流境界層内 のT-S波動の挙動に対する斜面の影響を調べた 結果,超音速境界層の不安定性は,局所的な境界 層分布の一般化変曲点に由来する変曲点不安定性 に支配されることを明らかにした.また,このよ うな撹乱の挙動が,局所的に平行流を仮定した線 形安定性解析によりとらえられるという安定性理 論の有効性を示した1)-4).

本研究では,前向きおよび後向きステップを過 ぎる境界層流れを扱い,ステップを過ぎるときに T-S波動がどのような影響を受けるか調べる. また,数値計算により得られた境界層分布をもと に線形安定性解析を行い,ステップの影響下にあ る超音速境界層の不安定性について考察する.

2. 解析対象の流れ場

図1のようなステップを有する平板上に形成された主流マッハ数 $M_1 = 2.2 \circ 2$ 次元超音速境界層を考える.座標原点は平板前縁に設定し, x 軸を主流方向に, y 軸を壁面に垂直な方向にとる.計算領域は,前向きステップの場合は $x_u = 30$, $x_d = 100$, y = 0 - 7,後向きステップの場合は $x_u = 50$, $x_d = 120$, y = h - 7 (h:ステップの場合は $x_u = 50$, $x_d = 120$, y = h - 7 (h:ステップ高さ)とする.ステップはx = 60に設定し,その高さを前向きの場合はh = 0.05 - 0.4 (平板境界層厚さの約 0.065 - 0.5 倍),後向きの場合はh = -0.2 - 1.0 (平板境界層厚さの約 0.25 - 1.25 倍)とする.

Navier-Stokes 方程式は,主流密度 ρ_1 ,主流音速 c_1 ,主流粘性係数 μ_1 および代表長さ L で無次元化 されており,数値計算におけるレイノルズ数は Re = 4500 とする. このとき, 平板前縁からの距離 x と主流速度 U1 に基づくレイノルズ数 Rer の平方根 $(R = Re_x^{1/2})$ $tar = 545 \sim 1090$ (row b), x = 60 (rac h)る無次元排除厚さは 0.3136 である.格子数は 600× (240~300)であり、境界層は上流境界(x=30)で 約44分割,下流境界(x=120)で約84分割され ている.計算は、対流項については3次精度 upwind TVD 法⁵⁾を、粘性項については2次精度中 心差分を適用して離散化し,時間積分は2次精度 Euler 法を用いた. また, T-S 波動は上流境界で すでに形成されているとし、局所平行流近似に基 づく線形安定性解析から得られた固有撹乱を流入 条件として与え、この撹乱がステップによりどの ような影響を受けるか計算で追跡する. 今回解析 の対象とした撹乱は、上流境界(x=30)において μ変動の最大値が主流速度の 0.05% で,角振動数 ω = 1.2469、波数 α_r = 0.93390、空間増幅率 - α_i = 1.8072e-2 の固有値を持もつ空間増幅型の撹乱であ る. さらに、数値計算により得られた境界層分布 をもとに、線形安定性解析を行い、数値解と比較 するとともに、ステップの影響下にある超音速境 界層の不安定性について考察する.

3. ステップを過ぎる流れ

図2は(a)壁面上の圧力 p_x と(b)局所摩擦応力係数 $C_f o x$ 方向の変化を示している.前向きステップの場合,h > 0.15(平板境界層厚さの約3/16)のときステップ上流側に剥離領域を生じ、ステップ角で再付着した後x = 70までにほぼ平板の状態に戻る.後向きステップの場合は、ステップ角で急激に膨張し下流に剥離領域を形成する.その後、圧縮過程を伴ってh = -0.4の場合でx = 80, h = -1.0の場合で $\delta x = 90$ まででほぼ平板の状態に復帰する.以下、紙面の都合上 $h = \pm 0.4$ の場合について述べる.

まず,前向きステップの場合についてT-S波 動の挙動に及ぼす影響をみる.図3はh=0.4の場 合のT-S波動の振幅に関し,数値解と局所平行 流近似による安定性理論の予測値の比較を示す. 振幅は上流境界の値で無次元化されている.撹乱 がステップ近傍で複雑な挙動を示すにもかかわら ず,理論の増幅率 - α_i に基づく予測値は $x \ge 70$ で は誤差 1% で数値解と一致し,理論予測の有効性を 示している.また,ステップの影響をx=80 での 振幅で評価すると,平板境界層の場合に比べて約 10%増加するだけで極めて小さく,下流へいくに 従ってその差は小さくなる.図4に撹乱の様子を 渦度変動の等値線で示す.壁近傍の渦度変動は, ステップにより分断されているにもかかわらず, そのパターンは53<x<60の剥離域を含む流れ場 全域でほぼ同質であり,あたかもステップを乗り 越えるように下流へ伝播している.

次に、後向きステップの場合についてみる.図 5は図3と同様, h=-0.4の場合のT-S波動の数 値解と安定性理論の比較を示す. 前向きステップ の場合と同様、理論の予測値はステップ下流の60 <x<70をのぞいて誤差1%で数値解と一致してい る. また、ステップの影響を x = 80 での振幅で評 価すると、平板境界層の場合の約10%減と極めて小 さく、やはり下流へいくに従ってその差は小さく なる.しかし、ステップのすぐ下流では、予測値 は平板境界層に比べて減衰であるのに対し、数値 解の振幅は大きくなっている。図6はh=-0.4の後 向きステップを過ぎる境界層における ω=1.2469 の角振動数をもつT-Sモードと高波数モードの 空間増幅率のx分布を示す. 高波数モードの増幅 率は、速度分布が混合層型となるステップ下流の 剥離領域ではT-Sモードに比べて非常に大きい が、流れが再付着したのち、速度分布が境界層型 に戻ると急速に小さくなる. 図7に撹乱の様子を 渦度変動の等値線で示す.上流から伝播してきた 壁近傍の渦度変動は、ステップから流下したのち 波長が短くなる.その波長は図6の高波数モード に相当する、すなわち、ステップ下流で速度分布 が混合層型となるために、流下してきたT-S波 動によりその混合層に固有の撹乱が励起されてい ると考えられる.このモードの撹乱は、速度分布 が境界層型に復帰するにしたがって急速に減衰し ていき、再付着点から下流では、渦度変動のパタ ーンは平板境界層の場合とほぼ同質になる.

以上の結果より,超音速境界層におけるT-S 波動の挙動は,壁近傍の渦度変動が主体ではな く,壁から離れた一般化変曲点近傍の渦度変動の 方が本質的であり,この変曲点不安定性に支配さ れると見てよいことを示している.また,この変 曲点が壁から離れているために,ステップの影響 は比較的小さく,安定性理論により撹乱の挙動が 予測できていると考えられる.

4. まとめ

超音速境界層は境界層分布の一般化変曲点に伴 う変曲点不安定性に支配され、この変曲点が壁か ら離れているためステップの影響をあまり受け ず,非圧縮流に比べて安定であることが示され た.また,後向きステップの場合,ステップ下流 で速度分布が混合層型にかわり変曲点が新たに現 れることにより,T-S波動とは異なる不安定モ ード(高波数モード)が励起されるが,速度分布 が再び境界層型に戻るとこの高波数モードは急速 に減衰してしまう.その結果,ステップの向きに 関わらず,T-Sモードのみに着目した線形安定 性解析からステップを過ぎる撹乱の挙動を予測で きることがわかった.

本研究は部分的に文部省の科学研究費(課題番 号08455465)の援助を受けた.

参考文献

- 1) 坂上昇史,西岡通男: 圧縮斜面周りの超音速境 界層におけるT-S波動の挙動,ながれ,15 (1996),124-132.
- 2) 坂上昇史,西岡通男:超音速境界層におけるT-S 波動の挙動と変曲点不安定,NAL-SP,33 (1996),43-48.
- 3) 坂上昇史,西岡通男:超音速境界層における非 粘性型不安定性,NAL-SP,33 (1996),63-68.
- 4) 坂上昇史,西岡通男:超音速圧縮・膨張斜面境 界層におけるT-S波動の挙動,NAL-SP,34 (1997),239-244.
- 5) S. R. Chakravarthy & S. Osher : A new class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws, AIAA 85-0363 (1985).

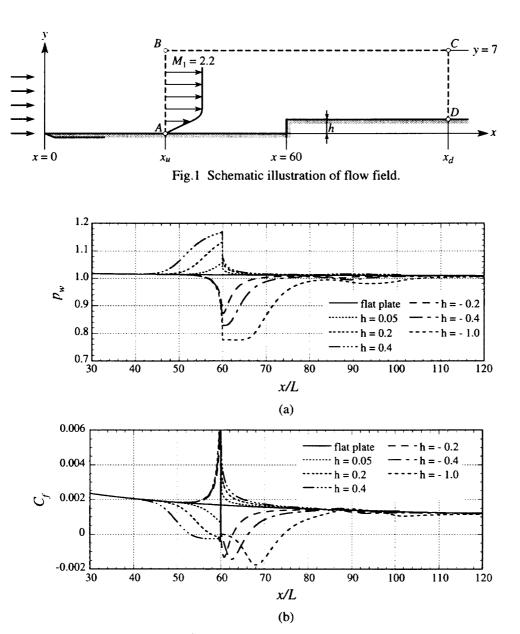
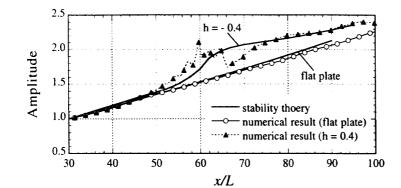
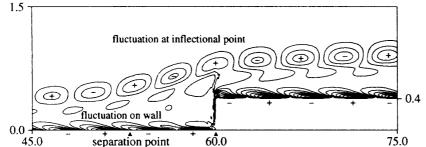
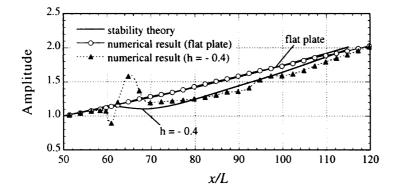
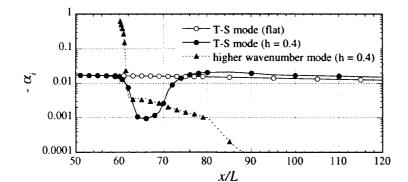


Fig.2 Simulation result for boundary layer flow past forward/backward-facing step : (a) wall pressure, (b) local skin friction coefficient.









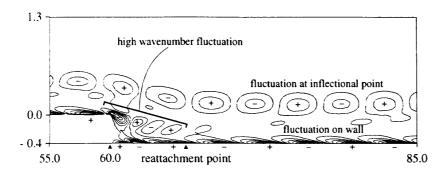


Fig.3 Streamwise variation of fluctuation amplitudes for forward-facing step (h = 0.4)comparison between numerical results and stability theory.

- Fig.4 Instantaneous flow field for forward-facing step (h = 0.4)represented by means of vorticity fluctuation contours.
- Fig.5 Streamwise variation of fluctuation amplitudes for backward-facing step (h = -0.4) comparison between numerical results and stability theory.

Fig.6 Streamwise variation of spatial growth rates for T-S mode and higher wavenumber mode.

Fig.7 Instantaneous flow field for backward-facing step (h = -0.4) represented by means of vorticity fluctuation contours.

乱流に憧れて

今井 功

Charmed by Turbulence —— a fluid dynamicist's recollections by Isao Imai

理性と感性

雑談でもよいということなので, 乱流についての 「回顧」と「期待」についてお話しすることを決意 した、「思考作用」と一括されるが、「考える」と 「思う」には本質的な違いがあるように私には思わ れる. 目標を定めて、それを達成するためにあれこ れ'考える'のが「考える」である. 目標・対象と 無関係にふと'気づく'あるいは'思いつく'のが 「思う」である.一方は「理性的」,他方は「感性 的」とでもいえようか. '能動的・積極的'な精神 作用と'自発的'つまり'自然発生的'なものとの 違いである. もちろん, '自発的'に思いつくため には,積極的な思考作用によって蓄積された知識が 必要である. ポアンカレーが馬車に乗ろうとしたと たんに、数学のある重要な定理を思いついたという 挿話はその一例である. 日頃の悪戦苦闘の結果の蓄 積があっての話である. 'タナボタ'を当てにする ことはできない. 「考える」が緊張感を伴うのに反 して、「思う」はむしろリラックスした状況のもと に生まれる. 「乱流に憧れて」というやや文学的な 標題を選んだのも、実は、研究集会のかもす緊張感 をときほごすのにいささかでも役立つことを期待 したからである.

2. 回顧

「乱流」にはじめてお目にかかったのは、東大物 理の後期学生(第3年次の学生を東大理学部では当 時そう称した)のときであった(1935~1936). 'お 天気博士'として有名であった藤原咲平先生の「気 象学演習」で、大気の運動での'渦動粘性'の重要 性を述べられたときである. 同級の高橋浩一郎君 (後に気象庁長官となる)はその意味をよく理解し ているようで、'Reynolds数'などを云々していた ようであるが私にはよくわからない. むしろ、3年 先輩の渡辺慧さんが流体の運動の基礎方程式に新 しい項を導入されたということを、藤原先生が「渡 辺項」として情熱的に紹介されたことが記憶に残る. 風呂桶の水を抜くとき渦ができる現象が「渡辺項」 によって説明できるというのである. 後年、折に触 れて乱流の微細構造と「渡辺項」の関連を考えるき っかけになった.

東大在学中は、実は「流体力学」にはほとんど関 心はなかった.この状況は、東大を卒業して阪大の 友近晋先生の助手に採用されたことで一変する (1936).Cambridgeから帰朝早々の友近先生は、

G.I.Taylor を中心とする新しい流体力学の雰囲気を 毎日の昼食時の雑談などで披露される.S.Goldstein, L.Howarth, A.E. Green, ... などの名が出る.私も その雰囲気の中にいるような錯覚をおぼえる.それ 以来「流体力学」のとりこになってしまった.

友近先生から与えられた'平板翼'の'地面効果', '海面効果'の問題をなんとかこなしたあと命ぜら れたのは'二重円筒を通る乱流'の問題である.当 時'渦粘性'の'混合距離理論'に関して Prandtl の「運動量輸送理論」とG.I.Taylorの「渦度輸送理 論」の優劣が競われていた.友近先生はもちろん Taylorの門下として'渦度輸送'を支持し,'二重 円筒の流れ'についてこれを実証しようとされたわ けである.'乱流'について私が直接関わりをもつ ようになったのはこれが最初である.

Prandtl や Taylorの論文のほかに von Kármánの「相 似性理論」などの論文を集めて業者 (たしかグロリ ア工房といったと思う) に委託してきれいな手書き 文字のガリ版印刷の小冊子をつくったのもこの頃 であった.

2年半の阪大勤務の後,東大物理にもどり,東大 航研の嘱託を兼務することになった(1938年10 月).航研は文字どおり航空学のメッカであった. 日本を代表する大家から新進の俊秀までを集めて 活気に満ち溢れていた.私自身,井戸を出て大海を 目のあたりにした蛙の思いがしたものである.その 頃,「航空学会」の論文抄録委員を仰せつかり,航 研,東大航空学科,海軍航空技術廠,… に所属す る気鋭の先輩諸氏に接触する機会を得た.最新の情 報が委員会と,その後の食事の際に得られる.まこ とに私にとっての幸運であった.中でも谷一郎先生 は颯爽として光り輝く存在であった. '乱流'に関 する情報もこの機会に得られたものが多い. しかし私は、大阪時代の末期から関心をもつよう になった'高速気流'の問題にのめり込むことにな る. '圧縮性'にからむ未解決の現象に興味をそそ られたからである. 航研では谷先生のほか深津了蔵 先生が'境界層'に関する綿密な実験をしておられ たが、私にとっては宝の山で、終戦まで横目に見て 過ごしたわけである.

3. 回顧—終戦後

終戦によって日本の航空工業も航空に関する研 究もいっさい禁止され,航研は1945年12月で廃止 された.全国各大学の航空関係の講座も廃止される. 翌1946年4月,解体された航研は理工学研究所と して新発足する.流体力学関係では河田三治,深津 了蔵,谷一郎の諸先生の研究室は存続する.しかし, 研究目標は戦時中とは一変する.実際の飛行機に直 接関係することのなかった私は悲壮感とともに一 種の開放感をおぼえた.流体力学を勉強し直すよい 機会と思われたからである.おりしも,戦時中の欧 米での研究情報が伝わりはじめ,研究意欲を大いに そそるのであった.

当時,理工研では若手研究者の流体力学関係の輪 講会が開かれていた.浜良助,佐藤浩,川口光年, 大山精一,辻広,小黒晴夫の諸君,それに外部から 井上栄一,桜井明の諸君も参加していた.最大の話 題は'一様等方性理論'で,なかでも Kolmogorov の'局所相似性理論'が注目をひいた.井上さんが とくに熱弁を振ったことが思い出される.やがてか れの'乱子理論'に発展する.

輪講のテクストとして新著論文を交代でタイプ に打ちガリ版刷りにして実費で同好の士に頒布す ることも始めた.私の研究室で大学院生となって間 もなくの巽友正君が,母上のご逝去により京都に帰 り,友近先生の研究室に所属されていたのがかすが いとなって,ガリ版事業を理工研と友近研究室とで 東西呼応して行うことになった.これが後に大学の 枠を越えて「流体力学懇話会」の結成となり,さら に「流体力学会」の設立に導くきっかけとなった.

さて、'乱流'について私のもう一つの関心事は その'発生'の機構であった.これはもっぱら谷先 生の刺激によるものである.境界層の'層流安定 性'に関する Tollmien-Schlichting の理論が Scubauer と Skramstad によって美事に実験的に確証されたこ とを熱情をこめて話されるのをうかがい、その数学 的側面を自分なりにもっと追求してみたいと思っ たのである.ちょうどその頃、'WKB 法'の精密 化を試み、'音速流'、'電磁波の回折'、'境界 層'、… などの問題に応用していたので、'層流 安定性'にもと思ったのである(けっきょく実現し なかった).

4. 回顧――滞米とその後

1954年6月末から9月始めまで2か月あまり, アメリカの Cornell 大学の航空教室に滞在した.教 室主任の W.R.Sears 教授は谷先生とは親交があり, お陰で私もずいぶんお世話になった. Y.H.Kuo, N.Rott, A.Kantrowitz の諸教授にもお近づきなった ほか,滞在中のG. K. Batchelor 教授や,たまたま Cornell を訪問された Kármán 先生にお会いできたの は幸いであった. Batchelor さんはあの'An Introduction to Fluid Dynamics'を執筆中であった. この2か月の滞在期間はアメリカの大学の研究室の 情景,とくに大学院学生の研究生活に触れることが できたのが唯一の収穫である.

9月の上旬にはMaryland 大学の Institute for Fluid Dynamics and Applied Mathematics に着任した. ここ には1年前から理工研時代からの親友の浜良助さ んがおられ、滞在中公私にわたり親身のお世話を受 けることになる、おもな仕事は '高速気流における 近似解法'と'にぶい物体の抵抗理論'についてそ れぞれ半年間のセミナー講義を行うことであった. ちょうど同じ頃オランダの Delf 工科大を退職して 着任された J.M.Burgers 教授が例の「 Burgers 方程 式」についてセミナー講義をされたので、これに出 席した. Maryland 大学は Washington の郊外にあり, Baltimore の Johns Hopkins 大学や Washington 市内に ある NBS (National Bureau of Standards), NOL (Naval Ordnance Laboratory)のほか,流体力学関係の研究 所がいくつかある. それらの研究所では談話会が開 かれ、所員のほか遠来の訪問者の講演なども開かれ る.おもしろそうなのを見計らって浜さんはしばし ば私を誘ってくださり、研究者の人々に紹介された りした. 忘れられないのは F.Clauser, L.S.G.Kovásznay, M.V. Morkovin, R.Betchov, G.B.Schubauer, P.S.Klebanoff,... である.

Maryland 大の研究所では、流体力学関係では理 論家の S.I.Pai, G.S.S.Ludford のほか,実験では E.L.Resler, J.Weske がおられた. 私は浜さんの研究 室に入りびたって実験を見せてもらいながらおし ゃべりを楽しんだ. 境界層の馬蹄渦-Weske さん がきれいな写真をとり,Burgers 先生も興味をもっ ておられたように思う---についても談義をかわし た. 浜さんの有名な「渦糸の変形理論」はこの頃生 まれたのではないだろうか.

セミナー講義の準備は、これまでやった仕事を 整理するのに絶好の機会を与えてくれた. 私自身の 最大の関心はやはり'高速気流'であったが、浜さ んや Johns Hopkins 大の皆さんとの接触は'乱流' への興味をかりたてた.'にぶい物体の抵抗'につ いて徹底的に考えてみようと思い立ったのはこの セミナー講義のお陰である.古臭い、素朴な'渦動 粘性'とそれにもとづく '有効 Reynolds数'の概念 が案外捨てたものではないと思うようになった.こ れは後に '明石大橋' に関連して明石海峡付近の風 の分布の計算につながる.

回顧が思わぬ長談義をなった.この辺で'夢' に移ろう.

5. 夢

私の大学卒業の頃は、流体力学は物理では傍流 と見なされていた(今でもそうかも知れない). 基 礎方程式が確立されているのだから、後はそれを解 くだけじゃないかというわけである. 実際、講義も、 「力学」と同様、なにかひからびた骨格ばかりのよ うに思えた. 友近先生のもとで勉強するうちに、"流 体力学は決して見捨てたものではない. 物理学とし て重要だ."これを主張したいと思うようになった. そして、次のような夢をもった.

(A)Navier-Stokes 方程式の厳密解を求めること

流体力学より高級と思われている量子力学では、水 素原子に対する Schrödinger 方程式の厳密解はよく 知られている. ところが、流体力学の基礎方程式で ある Navier-Stokes 方程式では、このような'役に立 つ'厳密解は知られていない. これはもちろん、 Navier-Stokes 方程式が非線形であることによる. こ の「非線形性」こそ流体力学の本質にかかわるもの で、電磁気学や量子力学---それぞれ'線形'の偏 微分方程式、Maxwell方程式や Schrödinger 方程式を 基礎とする--より原理的にむしろ高級ではないか. こう思ってまず(A)を目標に設定した. 2次元流に 対する試みでは、残念ながら'Hamelの流れ'のほ かに目星いものは見つからなかった¹⁾.

Navier-Stokes 方程式の'一般解'は求められな いにしても, '特解'ならいくらでも得られる.し かし, '解の重ね合わせ'がきかないために, 電磁 気学や量子力学のように'重ね合わせ'によって'有 用な'解を見出すことができないのである.そこで (A)を限定して

(B)一様流中におかれた物体のまわりの流れ の厳密解

を目標にきめた.物体としては'任意の物体'が望ましい.しかし,それができなくても,球,円柱, 平板,...のような'簡単'な, '典型的'な物体で もよい.これが流体力学を勉強しはじめた私の生涯 の夢となった.

戦時中の緊張感から解放されて,終戦とともに この夢がよみがえってきた.柱を過ぎる一様流の無 限遠での漸近解の研究は夢を実現するための第一 歩である. この漸近解を無限遠での境界条件として 数値積分を行えば, とにかく原理的に厳密な Navier-Stokes 方程式の解が得られるであろう. 川口 光年君をけしかけて円柱 (Reynolds数40)のばあい についてこの計算が実行されたのは1953年のこと である. タイガー計算器で毎週20時間, 1年半を要 する大計算である.

川口君の計算結果は実際の流れとよく一致す る. これで(B) の夢は果されたかというと,残念な がらそうではない. 現実の流れでは, Reynolds数R が数十程度になると Kármán 渦が現れ, R が数百程 度になると,円柱の背後の伴流領域は乱流状態にな る. つまり,上述の理論計算はRの大きいところで は現実の流れを表さないのである.こうして,夢(B) はつぎのように改変された.

(C)一様流中の物体のまわりの実在の(乱流 を考慮した)流れ

伴流の乱流構造は複雑で未知の要素が多く,現 在でも熾烈な研究対象になっている.これを精密に 考慮することはもちろん無理である.そこで,第一 歩としてつぎの近似仮定を導入する.

(D)乱流状態では'有効 Reynolds 数'Ren は 数十のオーダーである(たとえば Ren=50)

これは最も素朴な '渦粘性' の考えである.(C)+(D) の夢は,実は Maryland 滞在中のものである.浜さん に頼んで,円柱を過ぎる流れを '長時間露出'で撮 影してもらったところ,流線模様— '時間平均' をとった流れの流線に相当する— が川口君の例の 計算結果とよく一致する.(D)はこれから思いつい たのである²⁾.

たとえば、比較的高い Reynolds数では、Kámán 渦は崩壊して2次的な Kámán 渦を生じ、それがま た崩壊して3次的な Kámán 渦を生ずる、… という 現象が見られる.これは、渦列の崩壊によって生じ た乱流の'有効 Reynolds数' R_{eff} が自動的に $R_{eff} \sim$ 50 のように調節されるとして説明される.また、有 名な Tacoma 橋の崩壊についても、恐らく R_{eff} は数 十であったと推定されるのである.後に気象庁の高 橋浩一郎君に頼まれて、明石海峡付近の風速分布を 予測する計算を行ったが、これには(D)が基礎にな っている³⁾.

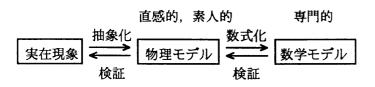
6. 期待

コンピューターの進歩は流体力学に大きい影響を与えた.いまや流体力学は理論流体力学・実験 流体力学・数値流体力学の三本柱の上に立つものと 考えられている.私の夢(B)もほとんど達成された ように見える.しかし,(c)は依然として夢である. 伴流の乱流構造がいまだはっきりしないからであ る.そこで,条件をゆるめて, '物体のまわりの流 れ全般'ではなくて '物体に働く力' だけに目標を しぼり

(C')一様流中の物体に働く力を,乱流を考慮して,解析的・数値的に求める

と、より実現性のある夢にかえる. これなら、精緻 な乱流構造の理論の完成を待たずに、かなえられる だろう. 流れの場全体ではなく、物体表面の応力分 布さえ予測できればよいからである.

最後に、コンピューターによる数値計算に関連 して、「モデル」について日頃考えることを述べた い.



この図式を見れば、私の言おうとすることは容易に 想像がつくだろう.また、折に触れて強調するので、 '聞きあきた!'と思われる方もおありのことと思 う. '古典物理'については文献 4), '乱流'に ついては文献 5)でいくぶん詳しく述べたので、興味 をもたれる方はそれを見ていただきたい.'流れの 現象'についていえば、'粘性流体'はその有効な 一つの '物理モデル'である.そしてこれを数学的 に定式化した Navier-Stokes 方程式が '数学モデル' である. '数値シミュレーション'はこの '数学モ デル'を基礎として実行される.たとえば、'物体 を過ぎる高 Reynolds数の一様流'を精密に数値計算 すれば、物体表面に'境界層'が存在することは自 然に認められるであろう.つまり、Prandtlの天才を まつまでもなく、「境界層」の概念が思い浮かぶだ ろう.こうして、'数学モデル'は逆に「境界層」 という'物理モデル'を生むことになる.

私はコンピューターに、「乱流」についてこの ような意味で新しい'物理モデル'を生むことを期 待する.それの一例は、今回のシンポジュームのプ ログラムの表紙を飾る'一様等方性乱流の微細構 造'の可視化像である.解析的理論からはとても想 像できないような大局的構造の存在に目を奪われ た.30年前に考えていた「Navier-Stokes 方程式の解 の存在・一意性・安定性」⁶⁾を改めて考え直したく なった.

最後に新しい夢を一つつけ加える.

(E) 2 次元 Poiseulle 流の '乱流版' 一固定し た平行平板間の流れ 一平均的に 2 次元 定常流,瞬間的には 3 次元非定常流

この夢については文献 5)を見ていただきたい.

文献

1)Imai,I. : Note on the plane motion of an incompressible fluid, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan 19(1937), 922-36.

2)今井功:流体抵抗の理論,「科学」28(1958),110-5. 3)今井功,宗像俊則,神部勉,金子幸臣:地形による風速分布の変化,「流力ニュース」9巻1号(1966), 12-20.

4)今井功:古典物理の数理,岩波講座『応用数学』, [対象1](岩波書店, 1994), 2-3.

5)今井功:「乱流の数理モデル」雑想,乱流の数理 モデル・ニュースレター,7号(1996.3),4-6.

6)Imai,I.: Navier-Stokes Hooteisiki no Kai no Sonzai, Itiisei, Anteisei—Buturiteki Koosatu, 数理解析研講 究録 52 (1968. 10), 25-36. 一様乱流における速度分布の交差独立性

巽 友 正 国 際 高 等 研 究 所 *

Cross Independence of The Velocity Distribution in Homogeneous Turbulence by Tomomasa TATSUMI International Institute for Advanced Studies

ABSTRACT

The cross-independence, or the independence of the sum and the difference, of the velocities at two points is assumed as a closure hypothesis for making determinate the equations of the velocity distribution functions of homogeneous turbulence.

While the ordinary independence of the velocities is only valid for points at large distances, the *cross independence* is valid for points at short distances as well. It also allows us to employ different scaling laws for the *sum* and the *difference* of the velocities, for instance, the viscous scaling for the former and Kolmogorov's scaling for the latter.

This hypothesis is applied to the equation of the one-point distribution function (Lundgren [1], Monin [2]), and it is shown that the closed equation yields a normal (Gaussian) one-point distribution function associated with the kinetic energy decaying inverse proportionally in time.

Key Words: turbulence, velocity distribution, cross-independence of velocities, normal (Gaussian) distribution

1. 乱流理論における完結問題

乱流の統計的性質に関する最も完全な知識は、 流れの全空間における速度場の分布汎関数によっ て与えられる。 速度場の時間的発展は流体力学 方程式によって一意的に決定されるため、分布汎 関数もまた決定論的な発展方程式に従う。 この 方程式は、すでに特性汎関数方程式の形で Hopf [3]によって与えられており、その意味で乱流理 論の基礎はすでに確立されているといってよい。

しかし、Hopf 方程式は汎関数方程式であり、こ れを一般的に解く方法がないため、乱流場の統計 的知識を得るには、この基礎方程式から有限次元 の分布関数に対する方程式系を導かなければなら ない。 ところが、この方程式系は、流体力学方 程式の非線形性のために、常に方程式よりも多い 分布関数を含むという**非完結性**の困難が生じる。

これは乱流理論にとって最も本質的な困難であ り、これを解決するために、これまでさまざまな 完結仮説が提案されてきたが、いずれも固有の有

*京都府相楽郡木津町木津川台9-3 〒619-02

効範囲と適用限界をもっており、対象を限定した 現象論としての性格を免れない。 その意味で、 乱流のすべての現象を貫く普遍的な仮説といった ものは、Kolmogorov [4]の局所平衡仮説のほかに は、まだ得られていないように思われる。

この事情は、乱流が連続的な流体の場であり、 粒子や準粒子といった実体としての構成要素をも たないことによっている。近年、乱流の可視化 と数値シミュレーションによって、乱流は局所的 に明確な渦構造をもつことが観測されており、そ れによって乱流の統計的性質のかなりの部分が物 理的に説明されている。しかし、このような渦 構造は、絶えず変形、分裂、合体を繰り返す不安 定なものであり、準粒子としての適格性をもって いない。

このため、完結仮説は、粒子的描像を離れた統計的な性格のものとならざるを得ないが、この場合、高次の速度分布関数をより低次の分布関数に分解することを可能にする分布の「独立性」が、 有力な手段となる。 この発想のもとに、「独立 性」の仮定が、どのようにして有効な完結仮説と なり得るかを検証するのが本論文の目的である。

2. 乱流の速度分布

乱流の速度分布については、これまで実験や数 値シミュレーションによって、1点における速度 分布はほとんど完全に**正規分布**であることが知ら れている。これに対して、1点における速度の 微分や、2点における速度の差の分布は非正規的 で、指数分布に近いことが報告されている。

速度分布に関する理論解析は近年盛んに行われ ており、実験結果に対応する理論結果も得られて いる。 しかし、ここで対象とする3次元乱流に 関する限り、理論はまだ現象論の域を脱していな いように思われる。

有限個の空間点における速度の分布関数を支配 する方程式は、Lundgren [1] および Monin [2] によって独立に導かれている。 これらの方程式 は、いずれも上に述べた意味で非完結的であり、 これを完結させるためには何らかの統計的仮説を 必要とする。

座標 x_1 および x_2 の2点をとり、2点での時刻 tにおける速度を $u(x_1, t)$ 、 $u(x_2, t)$ とする とき、速度の1点および2点分布は、それぞれ次 のように定義される。

$$f(1) = f(\mathbf{u}_{1}, \mathbf{x}_{1}, t)$$

= $\langle \delta(\mathbf{u}(\mathbf{x}_{1}, t) - \mathbf{u}_{1}) \rangle$ (1)
 $f_{2}(1, 2) = f_{2}(\mathbf{u}_{1}, \mathbf{x}_{1}; \mathbf{u}_{2}, \mathbf{x}_{2}; t)$
= $\langle \delta(\mathbf{u}(\mathbf{x}_{1}, t) - \mathbf{u}_{1}) \times$
 $\times \delta(\mathbf{u}(\mathbf{x}_{2}, t) - \mathbf{u}_{2}) \rangle$ (2)

ここに、 $\mathbf{u}_{+}(\mathbf{i}=1,2)$ は、 $\mathbf{u}_{+}(\mathbf{x}_{+}, \mathbf{t})$ に対応する確 率変数を表わす。 また、 δ は3次元デルタ関数、 〈〉は初期分布についての平均値を表わす。

空間的に一様な乱流の場合、(1)と(2)は、
f(1) = f(
$$u_1$$
, t) (3)

$$f_{2}(1,2) = f_{2}(\mathbf{u}_{1}, \mathbf{u}_{2}, \mathbf{x}_{2} - \mathbf{x}_{1}; t)$$
 (4)

と書ける。

これらの分布は、いずれも還元条件、

$$\int f(1) d \mathbf{u}_1 = 1$$

$$\int f_{2}(1,2) d \mathbf{u}_{2} = f(1)$$

$$\int f_{2}(1,2) d \mathbf{u}_{1} = f(2)$$
 (5)

を満たす。

また、一様乱流では、平均速度を0とおくこと ができるから、分布は条件、 $\int u_1 f(1) d u_1 = 0$ $\int \int u_1 f_2(1, 2) d u_1 d u_2$ $= \int \int u_2 f_2(1, 2) d u_1 d u_2 = 0$ (6) を満たすものとする。 $2 点分布 f_2 d x, 2 点間の距離$ 、 $r = |r| = |x_2 - x_1|$ (7) が極めて大きくあるいは小さくなった極限におい て、次のように1 点分布で表わされる。

分離: r→∞ のとき、

$$\lim_{n \to \infty} f_2(1,2) = f(1) f(2)$$
(8)

$$\lim_{t \to 0} f_2(1,2) = f(1)\delta(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)$$
(9)

これらの分布を支配する方程式は、Lundgren [1] および Monin [2]によって得られているが

$$= (\partial / \partial \mathbf{u}_{1}) \cdot [(1/4\pi) \int \int (\partial / \partial \mathbf{x}_{1}) \times (1/|\mathbf{x}_{2} - \mathbf{x}_{1}|) (\mathbf{u}_{2} \cdot \partial / \partial \mathbf{x}_{2})^{2} \times (1/|\mathbf{x}_{2} - \mathbf{x}_{1}|) (\mathbf{u}_{2} \cdot \partial / \partial \mathbf{x}_{2})^{2} \times f_{2}(1, 2) d \mathbf{x}_{2} d \mathbf{u}_{2}$$

$$= \lim_{|\mathbf{x}_{2} - \mathbf{x}_{1}| \to 0} \nu (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) \cdot (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) \times (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) \times (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) \times (\partial / \partial \mathbf{x}_{2}) \times$$

なお、2点分布の方程式は省略する。

3. 速度分布の交差独立性

多点速度分布をより少数の点の速度分布で近似 しようとする場合、最も良く用いられる近似は、 分布の「独立性」の仮定である。 この仮定は、 2点分布と1点分布との関係としては、

$$f_{2}(1,2) = f(1) f(2)$$
 (11)

のように表わされる。

この関係は、f2 が結合正規分布の場合に成り 立つため、正規分布近似といわれる。 現在の乱 流理論で用いられる準正規分布近似においては、 2次と1次ではなく、4次と2次のモーメントを 関係づけるのにこの近似が用いられる。 しかし この場合も、近似の趣旨においては変わらないの で、簡単のために上の場合を考える。

(11)式の関係は 上の(8)式と同じであるから、 2 点間の距離 r が大きい場合しか成り立たない。 距離 r が極めて小さい場合には、この場合の関係 式(9)と(11)式との相違が著しく、近似は極めて 悪くなる。他の統計現象においては一般に良い 結果を与える準正規分布近似が、一様乱流の場合 に破綻を来すのは、この事情によるものである。

ここで見方を変えて、2点の速度 u₁、u₂の代わりに、それらの和と差のそれぞれの1/2、

 $u_{+}=\frac{1}{2}(u_{1}+u_{2})$ $u_{-}=\frac{1}{2}(u_{2}-u_{1})$ (12) を分布の変数としよう。 そして、それらについ ての1体分布を、(3)に倣って、

 $g_{+}=g_{+}(\mathbf{u}_{+},\mathbf{r},t), g_{-}=g_{-}(\mathbf{u}_{-},\mathbf{r},t)$ (13) で表わそう。 これらの分布は、形の上では1変 数の分布であるが、実質的には2点における速度 に依存する2点分布である。 事実、これらは、 2点分布 f₂の畳み込みとして、次のように表わ される。

 $g_{+}(\mathbf{u}_{+}) = (\frac{1}{2})^{3} \int \mathbf{f}_{2}(\frac{1}{2}\mathbf{u}_{1}, \mathbf{u}_{+} - \frac{1}{2}\mathbf{u}_{1}) d\mathbf{u}_{1}$ $= (\frac{1}{2})^{3} \int \mathbf{f}_{2}(\mathbf{u}_{+} - \frac{1}{2}\mathbf{u}_{2}, \frac{1}{2}\mathbf{u}_{2}) d\mathbf{u}_{2}$ $g_{-}(\mathbf{u}_{-}) = (\frac{1}{2})^{3} \int \mathbf{f}_{2}(\frac{1}{2}\mathbf{u}_{1}, \mathbf{u}_{-} + \frac{1}{2}\mathbf{u}_{1}) d\mathbf{u}_{1}$ $= (\frac{1}{2})^{3} \int \mathbf{f}_{2}(\frac{1}{2}\mathbf{u}_{2} - \mathbf{u}_{-}, \frac{1}{2}\mathbf{u}_{2}) d\mathbf{u}_{2}$ (14)

ただし、上式および以下においては、必要でない 限りパラメター r を省略する。

これらの分布が、還元および0平均の条件、 $\int g_{\pm}(\mathbf{u}_{\pm}) d\mathbf{u}_{\pm} = 1 \pm : 同順$ (15) $\int \mathbf{u}_{\pm} g_{\pm}(\mathbf{u}_{\pm}) d\mathbf{u}_{\pm} = 0 \pm : 同順$ (16)

を満たすことは、(13)式を用いて確かめられる。 2体分布については、2点分布(4)をそのまま、 $f_2(1,2) = f_2(u_1, u_2, r, t)$ $= g_{2}(\mathbf{u}_{+}, \mathbf{u}_{-}, \mathbf{r}, \mathbf{t})$ (17)のように表わされる。 いま、2体分布(17)が1体分布(13)の積として、 $g_{2}(\mathbf{u}_{+}, \mathbf{u}_{-}, \mathbf{r}, t)$ $= g_{+}(\mathbf{u}_{+}, \mathbf{r}, t) g_{-}(\mathbf{u}_{-}, \mathbf{r}, t)$ (18)で表わされると仮定しよう。 これは、変数(u), u₂)に対する独立性の仮定(10)に対応する、変数 (**u**₊, **u**₋)に対する独立性の仮定に他ならない。 これを(10)と区別して、交差独立性(cross independence)と呼ぶ。 交差独立性(18)は(11)とは違って、1体分布が それぞれパラメターrに依存するため、より広い

それそれパラメター r に依存するため、より広い 適応性をもっている。 例えば、 r \rightarrow 0 の極限で、 $g_+(u_+, 0) = f(u_+), g_-(u_-, 0) = \delta(u_-)(19)$ を要求すれば、近接の条件(9)が満たされ、また、 r $\rightarrow \infty$ の極限で、

 $g_{\pm}(\mathbf{u}_{\pm},\infty) = f(\mathbf{u}_{\pm})$ (20) を要求すれば、分離の条件(8)が満たされる。

交差独立性が物理的に何を意味するかを、速度 相関について調べてみよう。 速度 u_1 、 u_2 の任 意の座標成分 u_1 、 u_2 の相関 〈 $u_1 u_2$ 〉を考えれ ば、 $u_1 \ge u_2$ が一般に独立ではないため、

 $\langle u_1 u_2 \rangle = \langle u_1 \rangle \langle u_2 \rangle$ (21) のように分離できない。 しかし、(12)を使えば、 $\langle u_1 u_2 \rangle = \langle u_+^2 \rangle - \langle u_-^2 \rangle$ (22) となるから、 $u_+ \geq u_-$ それぞれのモーメントに分 離できる。 これは、交差独立性の利点である。 もちろん、この分離は形式的なものであり、そ れ自身としては物理的意味をもたない。 しかし、 u_+ の分布は乱流の大規模成分に関係し、 u_- の分 布は中小規模成分に依存することを考慮すれば、 例えば、分布g_には粘性相似則を、分布g_には Kolmogorov相似則を用いることが考えられる。

いずれにせよ、交差独立性(18)は、元の独立性 (11)に比べてより広い有効範囲をもつことが期待 される。 このことを具体的に確かめるために、 1点分布方程式(10)にこの仮定を適用した場合、 どのような分布が得られるかを調べてみよう。

4. 1 点速度分布

1 点速度分布に対する方程式は(10)式で与えられる。ここで、一様乱流を対象とするとすれば、 f(1)は点の座標x」には依らないから、左辺第2 の移流項は消える。

つぎに、右辺第1の圧力項は、2重積分に(18) を代入すれば、

- $\int \int (\partial / \partial \mathbf{x}_1) (1/|\mathbf{x}_2 \mathbf{x}_1|) \times$
- $\times (\mathbf{u}_2 \cdot \partial / \partial \mathbf{x}_2)^2 \mathbf{f}_2(1, 2) \mathbf{d} \mathbf{x}_2 \mathbf{d} \mathbf{u}_2$ $= (\partial / \partial \mathbf{x}_1) \int \int (1/|\mathbf{r}|) (\mathbf{u}_2 \cdot \partial / \partial \mathbf{r})^2 \times$ $\times \mathbf{g}_+ (\mathbf{u}_+, \mathbf{r}) \mathbf{g}_- (\mathbf{u}_-, \mathbf{r}) \mathbf{d} \mathbf{r} \mathbf{d} \mathbf{u}_2$

となるが、右辺の2重積分はx1に依らないから、 やはり消える。 したがって、一様乱流では右辺 第2の粘性項だけが寄与する。 粘性項をT」とおき、(18)を代入すれば、 $T_{\nu} = -(\partial/\partial \mathbf{u}_{1}) \cdot [\lim_{|\mathbf{x}|^{2} - \mathbf{x}_{1}| \to 0} \nu (\partial/\partial \mathbf{x}_{2})]$ $\cdot (\partial/\partial \mathbf{x}_2) \int \mathbf{u}_2 f_2(1,2) d\mathbf{u}_2$ $= -(\partial/\partial \mathbf{u}_1) \cdot [\lim_{|\mathbf{x}|^2 - \mathbf{x}_1| \to 0} \nu (\partial/\partial \mathbf{x}_2)]$ $\cdot (\partial / \partial \mathbf{x}_2) \int \mathbf{u}_2 \mathbf{g}_+ (\mathbf{u}_+, \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1) \times$ \times g₋(**u**₋, **x**₂ - **x**₁) d **u**₂] (23)となる。 ここで、極限 | x ₂ - x ₁ | →0 に着目して、 $\mathbf{X}_2 - \mathbf{X}_1 = \Delta \mathbf{X}$ $\mathbf{u}_{-} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{u}_{2} - \mathbf{u}_{1} \right) = \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u}$ $\mathbf{u}_{+} = \frac{1}{2} (\mathbf{u}_{1} + \mathbf{u}_{2}) = \mathbf{u}_{1} + \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u}_{1}$ (24) とおけば、 $|\Delta \mathbf{x}| \rightarrow 0$ のとき、 $g_{+}(\mathbf{u}_{+}, \Delta \mathbf{x}) \rightarrow g_{+}(\frac{1}{2}(\mathbf{u}_{1} + \mathbf{u}_{2}), \mathbf{0})$ $= f\left(\frac{1}{2}\left(\mathbf{u}_{1} + \mathbf{u}_{2}\right)\right) = f\left(\mathbf{u}_{1} + \frac{1}{2}\Delta\mathbf{u}\right)$ $= f(\mathbf{u}_1) + \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u} \cdot \{ f(\mathbf{u}_1 + \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u}) - f(\mathbf{u}_1) \} / \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u} \}$ $\rightarrow f(\mathbf{u}_1) + \frac{1}{2} (\Delta \mathbf{u} \cdot \partial / \partial \mathbf{u}_1) f(\mathbf{u}_1)$ となる。 したがって、(23)は、 $T_{\nu} = -\nu \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{u}}_{1} \right) \cdot \left[\lim_{|\Delta \mathbf{x}| \to \mathbf{0}} \left(\frac{\partial}{\partial \Delta \mathbf{x}} \right)^{2} \times \right]$ $\times \int (\mathbf{u}_1 + \Delta \mathbf{u}) (1 + \frac{1}{2} \Delta \mathbf{u} \cdot \partial / \partial \mathbf{u}_1) f(\mathbf{u}_1) \times$ $\times g_{-}(\frac{1}{2}\Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d\Delta \mathbf{u}$] (25) と書ける。 ここで、任意の∆xに対して、 $\int \mathbf{g}_{-}(\frac{1}{2}\Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d\Delta \mathbf{u} = 1$ $\int \Delta \mathbf{u} \, \mathbf{g}_{-}(\frac{1}{2} \Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) \, \mathrm{d} \Delta \mathbf{u} = \mathbf{0}$ が成り立つことを考慮すれば、(25)は、積分内の ∆uについて2次の項だけが残って、 $T_{\nu} = -\frac{1}{2} \nu \left[\lim_{|\Delta \mathbf{x}| \to 0} (\partial / \partial \Delta \mathbf{x})^2 \times \right]$ $\times \int (\Delta \mathbf{u} \cdot \partial / \partial \mathbf{u}_{1})^{2} f(\mathbf{u}_{1}) \times$ $\times g_{-}(\frac{1}{2} \Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d\Delta \mathbf{u}$ $= -4\nu \ [\lim_{|\Delta \mathbf{x}| \to 0} (\partial / \partial \Delta \mathbf{x})^2 \times$ $\times \int (\Delta \mathbf{u} \cdot \partial / \partial \mathbf{u}_{1})^{2} f(\mathbf{u}_{1}) \times$ $\times g_{-}(\Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d\Delta \mathbf{u}$] $= -(4/3)\nu \quad [\lim_{|\Delta \mathbf{x}| \to 0} (\partial/\partial \Delta \mathbf{x})^2 \times$ $\times \int (\Delta \mathbf{u})^2 (\partial / \partial \mathbf{u}_1)^2 \mathbf{f} (\mathbf{u}_1) \times$ $\times g_{-}(\Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d\Delta \mathbf{u}$] (26)ここに、分布g_の|Δx |→0 の極限で となる。 の等方性と、それによる関係式、 $(\Delta \mathbf{u} \cdot \partial / \partial \mathbf{u}_1)^2 = \frac{1}{3} (\Delta \mathbf{u})^2 (\partial / \partial \mathbf{u}_1)^2$ を仮定している。 以上の結果、粘性項は最終的に、

 $T_{\nu} = -(4/3) \nu C_{\varepsilon} (\partial / \partial \mathbf{u}_{1})^{2} f(\mathbf{u}_{1})$ (27) で表される。 ただし、

 $C_{\boldsymbol{s}} = \lim_{\boldsymbol{t} \leq \mathbf{x} \in \mathbf{t} \neq \mathbf{0}} (\partial / \partial \Delta \mathbf{x})^2 \times \mathbf{t}$

 $\times \int (\Delta \mathbf{u})^2 \mathbf{g}_{-} (\Delta \mathbf{u}, \Delta \mathbf{x}) d \Delta \mathbf{u}$

 $= \lim_{|\Delta \mathbf{x}| \to 0} (\partial / \partial \Delta \mathbf{x})^2 \langle (\Delta \mathbf{u})^2 \rangle g_- \quad (28)$

は、分布g-の分散の原点における曲率を表わす。 以上の結果を総合すれば、1点分布 f(1)に対 する方程式は、(10)、(27)、(28)式により、

 $\partial \mathbf{f} (\mathbf{u}_1) / \partial \mathbf{t} = -\alpha^2 (\partial / \partial \mathbf{u}_1)^2 \mathbf{f} (\mathbf{u}_1) (29)$

 $\alpha^2 = (4/3) \nu C_s$ (30)

で与えられる。

(29)式は、時間的変化項と粘性項からなる線形 方程式であるが、留意すべきことに、負の拡散率 - a²をもつ 逆拡散方程式となっている。 この ことは、元の分布方程式(10)からも予想されるこ とであるが、u¹を従属変数とする運動方程式に おいては正の拡散として働いた粘性が、u¹を独 立変数とする分布方程式では逆方向に作用するこ とによるものである。

さらに留意すべきことは、拡散率α² は定数で はないことである。 ここで、乱れの単位質量当 たりの運動エネルギー、

 $E = \frac{1}{2} \langle |\mathbf{u}|^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle |\mathbf{u}|^2 \rangle$ (31) (i=1,2,3)と、その減衰率を表わす粘性散逸率、 $\varepsilon = -d E/d t$

 $=\frac{1}{2} \nu \langle (\partial \mathbf{u}_{i} / \partial \mathbf{x}_{j} + \partial \mathbf{u}_{j} / \partial \mathbf{x}_{i})^{2} \rangle (32)$ (i, j=1, 2, 3)を考えれば、(28)、(30)式より、 $\alpha^{2} \propto \varepsilon$ (33)

であり、α²は一般に時間とともに変化する。

5. 1点正規速度分布

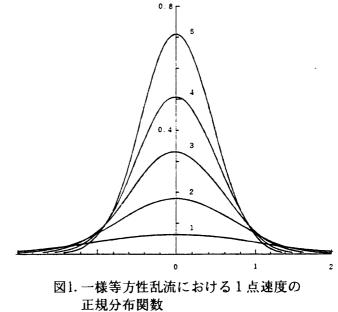
いま、乱流としては、外部からのエネルギー供 給のない減衰乱流を考え、エネルギー減衰則とし て*E*∝ t⁻¹を採用する。 このとき、(32)により $\varepsilon \propto t^{-2}$ となるから、(33)により、 $\alpha^2 = \alpha_0^2 t^{-2}$ (34) ただし、 α ²は定数。 で表わされる。 この仮定の下に、(29)式は、 $\partial f(\mathbf{u}, t)/\partial t = -(\alpha_0^2/t^{-2}) \Delta f(\mathbf{u}, t)$ (35)と書ける。 ここに、変数 u1の添字を省略し、 Laplace演算子 $\triangle = (\partial / \partial \mathbf{u})^2$ を用いている。 (35)式は、時間変数の変換、 $\tau = 1/t$ (36)によって、f(u, τ)に対する方程式、 ∂ f (**u**, τ)/ ∂ $\tau = \alpha_0^2 \Delta$ f (**u**, τ) (37) の形に書くことができる。 この式は、良く知ら れた拡散方程式に他ならない。 (35)式の一般解は、直接にせよ、(37)式を経由 するにせよ、次のように求められる。 $f(\mathbf{u}, t) = f(\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3, t)$ $= (2\pi)^{-3} \prod_{i=1}^{3} \int_{-\infty}^{-\infty} d k \pm \prod_{i=1}^{3} \int_{-\infty}^{-\infty} d \lambda_{i} \times$ \times h (λ_1 , λ_2 , λ_3) \times × e x p (- $\alpha_0^2 k_1^2$ t) c o s [$k_1 (u_1 - \lambda_1)$] $= (\sqrt{1} t \cdot 2\alpha_0 \sqrt{\pi})^3 \prod_{j=1}^3 \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda_j \times$ \times h (λ_1 , λ_2 , λ_3) \times $\times e \propto p \left[-(u_1 - \lambda_1)^2 t / 4 \alpha_0^2 \right]$ (38)ここに、 $h(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ は任意関数を表わす。 ここで、任意関数を、 h (λ_1 , λ_2 , λ_3) = $\prod_{j=1}^{3} \delta(\lambda_j)$ (39) と選べば、(38)は次の等方的な特解を与える。 f (**u**, t) = (t/4 $\alpha_0^2 \pi$)³⁻²× × e x p [- | u |² t / 4 α_0^2] (40) 解(40)は、時間とともに自己相似的に変化する **3次元正規分布を表わす**。 時刻 t = 0 は(35)式 の特異点であるため、解は t = 0 では意味をもた ないが、 t > 0 では有限の分布密度をもつ正規分 布となる。 時間 t の増加とともに分布の幅は次 第に減少し、逆に分布の高さは増加する。 そし て、時間 t が無限大となる極限において、分布は 原点 | u | = 0 に集中した δ 分布となる。 これは、 乱流が終局的には静止状態に近づくことに対応し ている。

乱流のエネルギー*E*は、(31)、(40)から、 $E = \frac{1}{2} \int |\mathbf{u}|^2 f(\mathbf{u}, t) d\mathbf{u} = 3\alpha o^2 / t$

 $E = \frac{1}{2}$ リーロー 1 (ロ, モ) ロロー 5 ロックモ となるから、 t =1 における E、 ε の値をそれぞ れ E₀、 ε_0 とおけば、(32)により、

$$E = E_0 / t \qquad \varepsilon = \varepsilon_0 / t^2 \qquad (41)$$
$$E_0 = \varepsilon_0 = 3 \alpha_0^2$$

と書ける。 これは、この節のはじめに仮定した エネルギー*E*の減衰則、および $\varepsilon \ge \alpha^2 \ge \alpha$ の関係 (33)が、互いに整合的であることを示している。



縦軸:f(u,t) 横軸:u=|u| パラメター:t/2α₀²

籍儶

本研究に当たって(財)国際高等研究所より受けた多大の支援と便宜に対して、深く感謝の意を 表する。また、山田道夫教授には貴重な示唆と 有益な討論を頂き、大木谷耕司助教授と高岡正憲 博士には文献検索などについて多くの援助を頂い たことに対して、ここに厚く御礼申し上げる。

引用文献

- [1]Lundgren, T. S. Phys. Fluids, 10, 1967, 969.
- [2]Monin, A. S. J. Appl. Math. Mech. 31, 1967, 1057.
- [3]Hopf, E. J. Rat. Mech. Analysis, 1, 1952, 87.
- [4]Kolmogorov, A. N. C. R. Acad. Sci. URSS, **30**, 1941, 301.

大規模一様せん断乱流場の実現

蒔田 秀治* 関下 信正*

Realization of Large Uniformed Shear Turbulence

Hideharu Makita and Nobumasa Sekishita

Toyohashi University of Technology

ABSTRACT

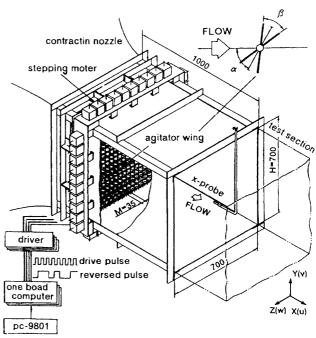
Uniformly sheared flows with mean shear rates of 2.7/s and 8.0/s were generated in a wind tunnel by developing a controllable turbulence shear flow generator. The turbulence intensity and integral scale were about 10 times larger than those obtained by the conventional method and the turbulence Reynolds number, R_{λ} , reached about 530. Due to the large integral scales of the present shear flows, the turbulence energy decayed downstream even when its total strain $\tau = (X/U_c)(\partial U/\partial Y)$ was far larger than about 4, as pointed out by Tavoularis & Karnik. When the total strain was smaller than about 4, the power law was more successful than the exponential law in describing the decay of turbulence energy. The degree of anisotropy became independent of the initial condition for $\tau \geq 6$.

Key Words: uniformly sheared turbulence, high Reynolds number, turbulence energy

1. はじめに

一様せん断乱流は、平均速度勾配が一定で鉛直方向の みに存在するため、せん断乱流の中で最も単純な乱流場 であることから、乱流エネルギーの生成や輸送、散逸機 構など乱流場の基本的構造に関する研究が可能である。 しかし、その様な乱流場の実験的研究では乱流レイノル ズ数 R₂の大きいことが必須であるにも関らず、従来の不 等間隔格子^{-11~20}、速度成層装置^{-11,51}などで実現された一 様せん断乱流場の場合、R₂は通常 100 程度である^{-1,22,51}

本研究室では、乱流発生装置を用いて、格子乱流場よ りもR₂の大きい一様準等方性や、異方度の極めて大きい 一様異方性乱流場を実現し、乱流場の構造の解明を行っ てきた ^(1)~S) この様な大規模乱流場に関する研究の次の ステップとして、現在、接地境界層等の模擬が可能とな るような大規模せん断乱流場を風洞中に実現することを 目指し、制御可能なせん断乱流発生装置の開発を行って いる。本研究では、それを用いて大規模一様せん断乱流 場を実現し、その基本的特性、乱流エネルギーの流れ方 向変化および異方性について報告する。

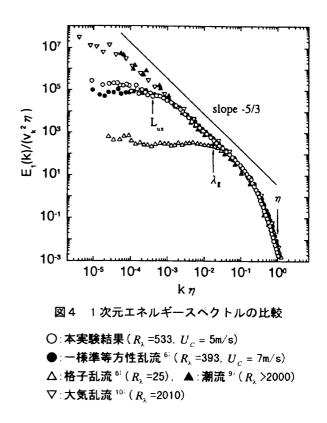


*豊橋技術科学大学

0.2 ΥH ot -0.2 ģ -0.4 case2 0.4 0.2 Ϋ́Η 0 -0.2 -0.4 0.5 1.5 0.2 0.4 0 0.4-0.01 0 0 0.2 0.01 U/U u'/U v'/U ũv/U² 図2 平均流速、乱れ強度、レイノルズ応力の 鉛直方向分布 $(Z \mid H = 0)$ $\langle : X | M = 20, \Delta : X | M = 50, \rangle$: X / M = 1001.5 U/U, , u'/U 1 0.5 0 -0.2 0 0.2 0.4 Z/H図3 平均流速と乱れ強度の 水平方向分布 (X , M = 20, Y , H = 0) Case1: $\Box : U / U_c \implies u / U_c$ Case2: $: U / U_c = \Box : u / U_c$

2. 実験装置·方法

使用した吹き出し型風洞は、長さ 6m、断面 700 700mm² の測定胴を有し、その上流にせん断乱流発生装置が設置 されている(図1)。本装置は、乱流発生装置 ⁶⁾と同様の 構造を持っているが、速度分布や乱れ強度分布に関して よりきめ細かい制御ができるように、回転軸を縦横 15段 から縦横20段に増加し、新たに試作した。多数の攪拌翼 が取り付けられている回転軸は外部のステッピングモー タで駆動され、その動作は、ホストコンピュータにより 動作条件を入力されたワンボードコンピュータにより個 別に制御される。各々の攪拌翼の動作は、主流に対する 平均迎角 α と回転範囲 β で定義され、 β 内をランダムに 反転する。本研究では、全ての水平方向回転軸について β== 20 一定とし、下方の水平方向回転軸ほどαを大 きくすることにより、下層ほど抵抗を大きくすることに より一様せん断流を形成した。最上段のαを0°、最下段 の α を45 としたCase1、最上段の α をf、最下段の α



を 90° とした Case2 の 2 種類の一様せん断乱流場を形成 した。その間の水平方向回転軸の α は、速度分布が一様 になるように試行錯誤によって決定した。また、鉛直方 向回転軸については $\alpha = 0^\circ$ 、 $\beta = \pm 180^\circ$ とした。全ての 回転軸の回転速度は 2 π rad s、断面中心平均流速は両 Case ともに、 $U_c = 5m$ s である。なお、計測には定温度型 熱線流速計と Λ プローブ(線径 2.7 μ m、検査体積 0.6 0.6 0.3mm²)を用いた。

3. 実験結果と考察

3.1 基本的特性

図2に、断面平均中心流速 U_e で無次元化した平均流速 U、乱れ強度u',v'、レイノルズ応力 \overline{uv} の鉛直方向分布 (H:測定胴高さ)の流れ方向変化を示す。両 Case とも平 均速度勾配 $\partial U_{-}\partial Y$ が断面内でほぼ一定の分布が得られ ており、u',v'の分布は均一である。速度勾配は下流に向 かうほど緩くなるが、その傾向は Casel よりも Case2 の 方が顕著である。

uv の分布に関しては、Casel では比較的良好な一様性 が確保されているが、Case2 では $X_{+}M = 20$ の uv の分布 は波状になっている。これは、装置の回転軸の支柱の影 響である。 $X_{+}M = 100$ でその影響はなくなるものの、逆 に、測定胴壁面の影響が現れ、上・下層部で uv の値が小 さくなり、弓状の分布となっている。

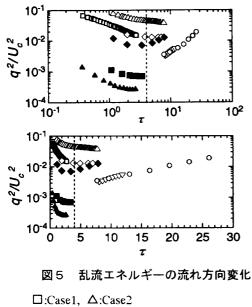
図3に、平均流速U、乱れ強度uの水平方向分布を示 す。最小値と最大値の比が平均流速分布に関して3%、乱 れ強度分布に関して4%以内で一様であり、良好な2次元 性が確保されていることがわかる。

0.4

case

	$\frac{\mathcal{U}_{\sigma}}{(\mathtt{m}\cdot \mathtt{s})}$	u U _z (%)	d <i>U</i> ∕d¥ (s¹)	L _{UX} ([mm])	λ _{.g} (mm)	R_L	<i>R</i>	X/H
 本実験結果			- 171 - 27 - 27 - 27 - 27					,,,,,,
Case 1	5.0	22. 5	2.7	613	9.4	3. 1 10 ⁴	476	1
	5.0	8.6	1. 9	504	15. 1	1.2 104	368	8.25
Case 2	5.0	25.6	8.0	643	9. 2	3.5 10^4	496	1
	5.0	14. 7	6.6	641	14. 1	2.4 10 ⁴	533	8.25
Tavoularis & Karnik [®]	13.0	8.0	29	92	9.1	-	440	10
Champagne et al. ⁵⁾	12.2	1.8	12. 9	48	10.9	-	155	10
Mulhearn et al. ¹¹	4.6	-	5.45	22	16. 0	-	155	9
Rose ²⁾	15.4	1.4	13. 7	38	10. 5	-	20	7.5
安達と加藤 ³³	12.0	6. 1	48.0	45	-	2180	-	6

表1 代表的な乱流諸量による各乱流場の比較



■ :Champagne et al.⁵), ∇:Harris et al.,¹²)
 ▲ :Rose²), ◊, ○, ◆:Tavoularis & Karnik⁴)

変動速度 u の 1 次元エネルギースペクトル E_i(k) を他 の乱流場の代表的なもの^(6, 9, 10) と比較してみる(図4)。 図の横軸と縦軸は Kolmogorov 速度 v_x と Kolmogorov スケ ールηで無次元化してある。本乱流場の Case2 のスペク トル分布(C)と、以前に行った平均速度勾配のない一様 準等方性乱流場のもの⁽⁶⁾(●)を比較すると、回転軸を縦 横 15 段から縦横 20 段に増やした結果、一枚の攪拌翼の 大きさが小さくなっているにもかかわらず、低波数領域 のエネルギーレベルは準等方性乱流のものより大きくな っており、平均流速にせん断が存在することによるエネ ルギー生成の効果が見られる。なお、慣性小領域は、大 気乱流や潮流のスペクトル分布ほど広くはないが、それ でも本乱流場の分布(C)には2桁におよぶ慣性小領域が 明確に観察されており、大規模な構造を有する一様せん 断乱流場が実現されているとみなすことができる。 以上の結果をまとめたものを表1に示す。本研究では、 現在、速度成層装置を併用しておらず、攪拌翼のみで速 度勾配を作っているために、従来の研究^{2)~5)}で得られた 速度勾配と比べて必ずしも大きくはないが、本乱流場の 乱れ強度、インテグラルスケール L_{ux}、乱流レイノルズ 数などは十分に大きく、本研究によって良好な特性を有 する一様せん断乱流が大規模が実現されたことがわかる。 このような諸量は、大気拡散現象など実際の大規模乱流 現象のシミュレーション実験などを行う時、その信頼性 を得るためには必然的に要求されるものであり、本研究 の工学的な意味は大きい。なお、今後は速度成層装置の 付加、測定胴壁面の境界層制御などを行い、より良好な せん断乱流場の実現を図っていく予定である。

3.2 乱流エネルギーの変化

次に、乱流エネルギーの流れ方向変化を調べ、平衡な 乱流場が実現されているのかを考察してみる。図5は、 断面平均流速 U_c で無次元化した乱流エネルギー $q^2(=u,u,)$ を横軸に、全ひずみ τ

 $\tau = (X / U_c)(\partial U / \partial Y)$

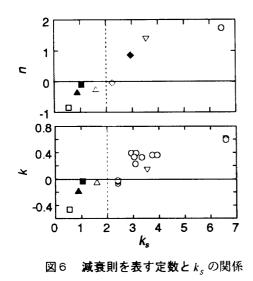
を縦軸にとったものである。乱流エネルギーの流れ方向 変化は流れ方向距離のべき乗²³あるいは指数¹¹¹で変化す ることが知られており、それぞれ以下のように示される。

$$q^2 \propto X^n \tag{2}$$

$$q^2 \propto \exp(kX) \tag{3}$$

そのために図5では同一のデータを両対数と片対数グラ フで示した。同図中には、これまでの一様せん断乱流場 の結果^{23,45,51,12}も合わせて示してある。Casel(□)よりも Case2(△)の方が、乱流エネルギーの変化が緩いものの、 残念ながら、Case2においても乱流エネルギーは流れ方向 に保存されていない。Rohr ら¹²³は、過去の実験結果を整 理し、τが約4以上の場合に乱流エネルギーが増加する ことを示している。Tavoularis と Karnik⁴⁵は、インテグ ラルスケールが大きい時、測定胴の固定壁が存在するこ とによる影響のために、Rohr らの条件が成り立たないこ とを指摘した。本乱流場の場合もインテグラルスケール

(1)



□:Case1, △:Case2 ■:Champagne et al.⁵⁾, ⊽:Harris et al.,¹²⁾ ▲:Rose²⁾, ◇,O, ♦:Tavoularis & Karnik⁴⁾

が大きく(表し、 τ≈8 であるにもかかわらず(図5)、乱 流エネルギーは減少している。なお、図5から、τ ≤4 の減衰乱流¹²の場合、指数則よりもべき乗則の方が、よ り上流側から乱流エネルギーの流れ方向変化を表すこと ができる。ただし、この問題に関しては、各乱流場の形 成方法、乱流エネルギーの大きさや、乱流エネルギーの 増減に関連した仮想原点を考慮する必要があり、今後は 仮想原点の客観的な決定法を検討し、乱流エネルギーの 変化について調べていく必要があると考えている。

図 5 より式(2)、(3)にあてはまる最適な係数 $n \ge k \in \mathbb{C}$ 決定し、これらを縦軸に、パラメータ $k_s^{(4)}$

 $k_s = (1/U_c)(\partial U / \partial Y)$ (4)

を横軸にとったものが、図6である。なお、nおよびk が零のときが乱流エネルギーが保存される状態を意味し ている。当然ではあるが、ksが大きい、すなわち、速度 勾配が大きくなるほど各係数は大きくなっている。図6 から、ksが2程度の時、乱流エネルギーが流れ方向に減 衰も増加もしない乱流場が実現できることがわかる。

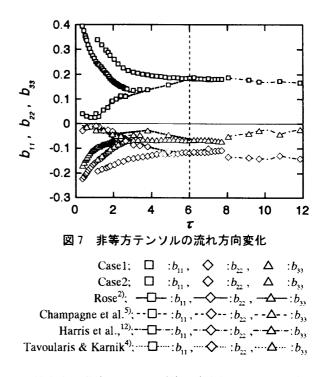
3.3 異方性

記流場の異方性を表すハラメータとして非等方テンソル んがあり、次のように定義される^国。

$$b_y = \frac{u_y}{q^2} - \frac{1}{3}\delta_y \tag{5}$$

図7に、現在までに報告された諸結果^{21,4,5,12}に対する 非等方テンソルの各成分 b_{11} 、 b_{22} 、 b_{33} の無次元流れ方向 変化を示す。式(1)で示した全ひずみが $\tau \leq 6$ の場合、乱 流場を形成したときの乱れ強度や異方度によって、様々 な等方化過程をたどっているが、 $\tau \geq 6$ の場合、

 $b_n = 0.18, b_n = -0.12, b_n = -0.06$ (6) となっている。すなわち、乱流を発生させた時の乱流場の異方度が異なっていても、 $\tau \gtrsim 6$ の一様せん断乱流場で



は、異方度や乱流レイノルズ数、速度勾配に関係なく、 ほぼ式(6)の値を有する異方性乱流場に近づいているようにみえる。今後、このことについてより大きなτの値 を有する一様せん断乱流場において検証する必要がある。

4. おわりに

せん断乱流発生装置を開発し、乱流レイノルズ数 R_{λ} = 368~533、せん断率 2.7~8.0 sの一様せん断乱流場の実 現に成功した。全ひずみ τ が小さい場合、指数則よりも べき乗則の方が、より上流側から乱流エネルギーの流れ 方向変化を表すことができる。また、 $\tau \ge 6$ の場合、非等 方テンソルは $b_n = 0.18$, $b_2 = -0.12$, $b_{33} = -0.06$ であり、 異方性が初期条件に依存しない一様せん断乱流場が実現 される可能性がある。

参考文献

- DP.J.Mulhearn, R.E.Luxton: J.Fluid Mech. 68, 577-590 (1975).
- 2) W.G.Rose: J.Fluid Mech. 44, 767-779 (1970).
- 3)安達·加藤: 日本航空宇宙学会誌 21, 573-580 (1973).
- 4) S.Tavoularis, U.Karnik: J.Fluid Mech. 204, 457-478 (1989).
- 5)F.H.Champagne, V.G.Harris, S.Corrsin: J.Fluid Mech. 41, 81-139 (1970).
- 6) 蒔田・佐々・岩崎・飯田: 機論 53-495,B,3173-3179 (1987).
- 7) 蒔田・岩崎・飯田: 機論 54-505,B,2408-2415 (1988).
- 8)時田・南: 機論 61-581,B,26-33 (1995).
- 9)H.L.Grant, R.W.Stewart, A.Moillet: J.Fluid Mech. 12, 241-268 (1962).
- 10)佐々・千葉・蒔田: 第27回乱流シンポジウム講演論 文集, 203-206 (1995).
- 11)S.Tavoularis: Phys. Fluid 28, 999-1001 (1985).
- 12) V.G.Harris, J.A.Graham, S.Corrsin: J.Fluid Mech. 81, 657-678 (1977).
- 13)J.J.Rohr, E.C.Itsweire, K.N.Helland, C.W.Van Atta: J.Fluid Mech. 187, 1-33 (1988)
- 14) J.C.Rotta: Z.Phys. 129, 547-572 (1951).

超 音 速 境 界 層 : 安 定 性 と 遷 移 予 知

赵 岡 康 弘,谷 泰 寛,吉 田 茂 雄 富士重工株式会社

An Experimental and Numerical Study on Supersonic Boundary Layer Stability and Transition Prediction.

Fuji Heavy Industries, LTD

Yasuhiro KOSHIOKA, Yasuhiro TANI, and Shigeo YOSHIDA,

ABSTRACT

Wind tunnel tests and stability analyses were carried out on supersonic boundary layer stability and transition prediction. Wind tunnel tests were performed on a swept wing model which has 45 and 65 degrees of sweep angle. To clarify transition phenomena, a boundary layer stability analysis code was developed based on the linear stability theory and wave packet method. The growth of three dimensional disturbance in the compressible boundary layer was shown by analyses.

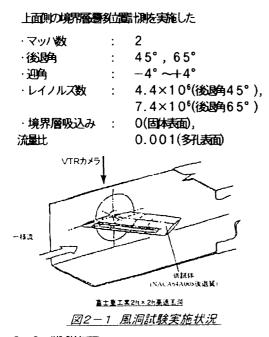
Key Words: Supersonic, Boundary Layer, Stability, Transition, LFC

1. はじめに

航空機主翼の層流化により、開朝街が低減されること は古くから知られており、超音速輸送機においても、主翼層 流化による大幅なば指向上か期待されている。一般こ、この 種の機体は、圧縮街方を低減させるために後退角の大きい 主翼を持つが、このような機体の主翼第界層の特徴として、 横流れ不安定、空力加熱による遷多の125世や、付着線遷多、 管鷲皮の影響などか挙げられる。また、世界均ごは、境界層 を吸込むことにより、層流境界層を強許的に保つ層流伸御 技術を、超音速機に対して適用する試みもなされている。こ のような状況を鑑み、超音速第7層の横流れ不安定、および、 超音速における層高が聞い関して、風が解析による検討を行った。

- 2. 風雨酸
 - 2.1 風洞識機要

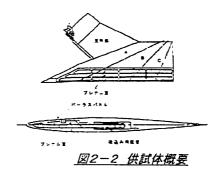
風雨環は富土重工業宇都空製作所2ft×2ft高 速度洞こおいて実施した。今回環路を実施したマッハ2 における、同風洞の一様流圧力変動ΔCprms)は1%未 満であり、遷発作測ご適した風洞であると考えられる。 風雨環境実施状況を図2-1に示す。また、以下の試験 条件において、圧力分布、および、液晶法による供試体



2.2 供动物要

供載体の概要を図2-2に示す。供載体はNACAGAA008 を前縁に垂直な断面形状として有する後退翼使型であり、 翼弦長は前縁に垂直に240mmである。また、前縁バ ネルを固体表面から多孔表面(0.1mm直径の吸込み孔 が1mm間隔で分布)に変更することにより、2.5%~ 30%翼弦長において、境界層を吸込むことができる。 境界層響発行限のために供載体に塗布したマイクロカプ セル封入型複晶の厚さは約0.02mm、塗布時の表面平 滑割よ高々10μm程度であるため、液晶こより境界層 遷移を促進することはまとんどない。

また、本風」の目いた風洞はインドラフト式であり、 マッハ2における通知時間か約10秒と短い。この短い 計測時間内に、液晶がほぼ定常状態ご達するためごは、 表面の熱伝導率を小さくする必要があるので、本模型は、 上面側表面を特胎で制作している。それにかれて、通風 前ご供真体を予め境界層回復温度付近まで冷却すること により、短い通知時間でも、遷移立置を計測することが 可能となった。



2. 3 計測結果現在

境界層吸込みなしの場合の上面則圧力分布計測結果を 図2-3に示す。マッハ2において超音速前縁となる後 退角45°のケースでは、層底運び圧力分布のような加 速気配が全域ご続いている。一方、亜音速前縁となる後 退角65°のケースでは、相対的ご薄異となっているた め、これよりも解除物緩くなっている。また、迎角6° 付近で、前縁繋幣間こよるものと思われる前縁サクショ ンピークか生している。

遷集「陳武義主要がを図2-4に示す。境界層遷刻位 置は私、薄く写っている部分:層為第門層)~青(濃く写っ ている部分:乱流境界層)により捉えられている。固体表 面の場合の遷集「勝書果を図2-5に、また、後退角4 5°における境界層吸込み有無における遷集「勝書果を 図2-6に示す。いつれの場合においても、迎身増加こ 伴い層意味は広大しており、横流れ不安定か支配的で、 レイノルズ数が出転が低い場合に代表的に見られる結果 が得られた¹¹⁾。一般に、後退角が大きいほど境界層遷移 は応進されるが、ここで両者に大きな差が見られなかっ た。これは、亜音速2次元境界層の場合などTS (Tollmien-Schlichting)不安定か支配的な場合には、後 退角45°の圧力分布に見られるような加速領点は置流 境界層を安定化させるが、本風主条件のような後起角の 大きい場合には、3次元境界層の境内を大きくし、横流 れ不安定および境界層圏移を促進する。図2-6の後退 角45°における、境界層吸込み有無こおける圏約立置 計算結果により、境界層吸込み流量比0.001により、 層激素が30%C程度(週移レイノルズ数1×10⁶相 当)拡大することを確認した。

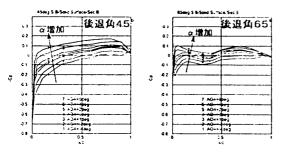
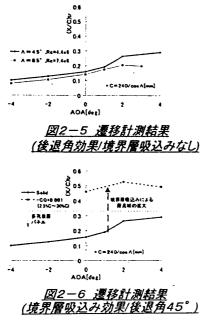


図2-3 圧力分布計測結果(境界層吸込みなし)



图2-4 遷移計測結果例



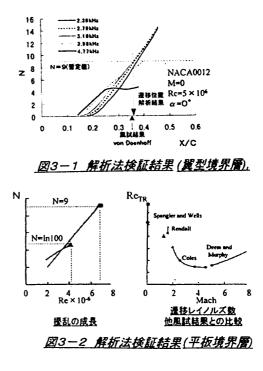


3.1 解所进度

N-factor 法こよる運移予測ま、圧力の確認(オイラ ー法)、境界電信算(BOX法)、境界層支持解析(線形安 定性理論)、および、運発中定(N-factor 法)により構成 する。空間不安定の振りに対して3次元日縮出境界層に おける3次元援助を扱う場合、支配方程式に対して、パ ラメータから見となるため、拘束条件を加える必要かあ る。ここでは、Nayfehの方法²⁾に近い、援助を波束モデ ルとして扱った。これにより、援助数と波数ペクトルに 関する援助の成長率が求められる。

3.2 解 所法 凝 証

田瀚生平板境界層³⁾(図3-1)、および、2次元月日 縮境界層⁴⁾(図3-2)、いづれの条件においても、本解析 手法こよる遷移予測値と風感も思は良好な一致を示して いる⁵⁾。



展式における代表条件として、後退角45°、迎角 0°、境界層吸込みなしの条件において3次元圧縮生境 界層の新安定解析を実施した。

図3-3に中立安定点(増容率の)における解除結果を

示す。これにより、馬威が高い、「翻ほど前縁近くで不

安定なり、横和不安定時かとなっていることか示さ

れた。この中立安定点を初期条件とし、「胚」の増整を解

析した結果が図3-4である。最も前縁近くで不安定と なる「藍い、全域で最も増福しているのも、横流れ不安 定の感じの特徴である。また、波数ペクトルの向きの推 移から、「類」は構成れ不安定から若干TS不安定傾向に 移行していることが示された。ここで、横筋れ不安定と TS不安定項向は、 ψ(波数ペクトル~境界層外縁の速度 ベクトルの角度)により判断している。 140 120 90 -100 #i##i#0 (中立安定) pai(deg) 00 F[kHz] 80 60 40 20 . TSTE (中立安定) 0 0.02 X/C 0 0.01 0.02 X/C 0.03 0.01 0.00 0.00 0.03 周波数 波数ベクトルの向き <u> 図3-3 中立安定特性解析結果</u> 25 - 122kHz - 33.6kHz - 18.5kHz 20 15 7 10 5 0 0 00 0 05 0 2 5 010 x/c 0.15 0 20 図3-4 擾乱の増幅解析結果

4. まとめ

3次元起音速境界層の安定性と境界層圏を予測で関する 風雨毒鉄、および、境界層安定操作を実施した。風雨毒酸こ おいては、3次元圧縮性境界層の悪多ご関するデータを取 得し、境界層圏的面面で対する、後回時の効果、辺時の効果、 境界層吸込みの効果を確認した。また、境界層安定操作によ り、風声で表ケースの複乱の特性を把握するとともに、Nfactor 法が置多予測で存がな手段であることを示した。

〇参考文献

- Galkin, V.M., Babitch, O.V., Shepevalov, O.K. : Experimental Study of Crossflow Instability and Laminar Turbulent Transition on a Swept Wing., ICAS-92-4.4.3, 1992.
- Nayfeh, A.H. : Stability of Three Dimensional Boundary Layers., AIAA.J, Vol.18, No.4, 1979, pp.406-416.
- Mack, L.M. : Linear Stability Theory and the Problem of Supersonic Boundary Layer Transition., AIAA.J, Vol.13, No.3, Mar, 1975, pp.278-289.
- Von Doenhoff, A.E. : Investigation of the Boundary Layer about Symmetrical Airfoil in a Wind Tunnel of Low Turbulence., NACA Rept.L-507, 1940.
- Yoshida, S. and Tani, Y. : An Experimental and Numerical Study on Supersonic Laminar Flow Control., AIAA-93-3960.

西岡通男 大阪府立大学

Enhancement of Supersonic Mixing

Michio Nishioka

Osaka Prefecture University

Abstract

The success of future supersonic combustion ramjet engine highly depends on the efficiency of fuel-air mixing. As the compressibility suppresses the growth of mixing layers with increasing the convective Mach number, it is crucial to develop techniques for enhancing supersonic mixing. The present paper first analyzes important previous results for the growth of supersonic mixing layers to see how the compressibility hampers the turbulent vortical motions and how to alleviate the effects. We then propose to use streamwise vortices to enhance the supersonic mixing, and further conduct experiments of introducing the longitudinal vortices into supersonic wakes at Mach numbers 2.4, 2.5 and 4.0. The experiments verify that streamwise vortices can be easily generated without large total pressure loses. The results also show that although the streamwise vortices introduced are rather stable downstream, a high rate of fluid entrainment into the vortices can be obtained even during their formation stage, indicating the capability of enhancing the supersonic mixing. We further consider the generation of small-scale eddies through the breakdown of the streamwise vortices (with various combinations of intensities, scales, rotations and in spanwise row configurations). It is proposed to cause their breakdown by small scale eddies (and/or smaller scale streamwise vortices)embeded in them at their initial formation by their mutual interaction in spanwise row configuration, by their interaction with incident weak shock waves, and by their own instabilities. In particular, as a powerful means of mixing enhancement for the supersonic mixing as well as for low speed cases, unstable streamwise vortices are proposed. Although their streamwise vorticity is axisymmetric, it exists over an annular region only. Thus the vortex may undergo inflectional instability like low-speed mixing layers. We have demonstrated the violent inflectional instabilities at the linear and nonlinear stages, through conducting numerical simulations on the basis of 2D compressible N-S equations.

Key words : supersonic mixing enhancement, streamwise vortices, instability of streamwise vortices, turbulence control, scramjet

1. はじめに

将来のスペースプレーン(極超音速機)用エンジ ンとして、飛行マッハ数の1/3程度の超音速流中 で水素を燃焼させるスクラムジェットが有望視さ れ¹⁾、その技術課題として超音速混合の問題が注目 されている²⁾。すなわち、スクラムジェットにおい ては水素燃料と吸入超音速気流(酸素)を1 ms 程 度かそれ以下の極く短時間に混合させて燃焼に導 く必要があるが、超音速域では圧縮性の影響によっ て混合が強く抑制される³⁾という困難に直面して おり、混合促進のための制御技術が求められている。 この超音速混合の促進制御の問題は乱流制御の課 題として非常に興味深く、筆者らは一連の基礎研究 を進めている。

一般に燃焼や化学反応を効率良く生じさせるに は、反応に加わる異種流体を十分に混合し、分子レ ベルで緊密に接触させた状態をつくる必要がある。 このような混合は接触面近傍における流体運動が 乱流状態のときには極めて速やかであり、層流の場 合とは比較にならない。それは、乱流中の大小さま ざまな3次元渦運動が異種流体間の接触面積を短 時間に増大させることによる。すなわち、分子運動 による親密な混合の生じる領域を乱流渦が一気に 拡大させることによる。したがって、乱流渦運動の 強さおよびスケールを人為的に操作することによ り混合が制御できる。また一般に乱流渦運動は混合 作用に加え、物質・熱・エネルギー・運動量などを 拡散・輸送する能力に優れている。乱流渦はまた渦 騒音の原因でもある。それゆえ乱流渦運動の制御技 術はそのまま拡散・輸送現象の制御法や渦騒音の低 減技術として広く応用できる。

2. 超音速混合層と圧縮性の影響

流速(温度、密度などの流れの諸量)の異なる二

つの、互いに平行な一様流(高速側速度 U₁、低速速 側速度 U₂)が接触するとき、その境界に沿って形成 される剪断流れを 2 次元混合層と呼ぶ。速度分布は、 層流か乱流かに係わらず、tanh y (y は境界面に直角 方向の座標)にほぼ相似であり、変曲点を有する。 この混合層は異種流体接触面近傍の流れを最も単 純化したモデルである。

非圧縮混合層においては周知のように、大規模横 渦 (ブラウン・ロシュコ渦) とそれに重畳する小規 模縦渦列が混合層の成長を支配し、激しい混合場を つくる。もしも同様な横渦が超音速域で生じるとす ると、圧縮性の影響は衝撃波の形成という形で現れ る可能性がある。それは、横渦と一緒に流下する座 標系から見たとき、淀み点(サドル点)に向かう流 線上において、流速が超音速となる領域が存在する 場合である。これは横渦の流下速度 U.と主流速度 U_1 あるいは U_2 との相対速度が超音速の場合であり、 その超音速流が淀み点に向かえば、当然、そこに達 する以前に衝撃波が発生することになる。このこと からわかるように、実際に衝撃波が現れるか否かに かかわらず、次式で定義する移流マッハ数 Mei, Mez が圧縮性の影響の指標となることが納得される。す なわち、

$$M_{c1} = (U_1 - U_c) / a_1, \qquad M_{c2} = (U_2 - U_c) / a_2$$

ここで、*a*₁、*a*₂はそれぞれの主流における音速であ る。移流マッハ数が超音速の場合に、横渦の形成に 衝撃波の発生が伴うことは、2次元の数値計算で確 認できる。一方、実際の3次元の混合層においては、 次項で述べるように圧縮性の影響が顕著になると 横渦の成長は顕著に抑制され、斜め渦が成長するこ とになる。

超音速乱流混合層の成長率を移流マッハ数を導入して最初に調べたのはBogdanoff⁴⁾であるが、その後の Chinzei, Masuya, Komuro, Murakami,およびKudou⁵⁾、Papamoschou と Roshko³⁾らによってこの点が詳しく調べられた。これらの結果によると、圧縮性の影響が現れ始める移流マッハ数は 0.25 から0.30の程度で、これ以上に増すと、混合層の成長率は急減する。0.8 付近では非圧縮流の値の 20%程度にまで減少し、超音速域に入ってもその後は大きく減少しないことがわっかった。

圧縮性の影響によって、混合層の乱流渦構造に顕 著な変化が生じることをミー散乱法で瞬間の流れ 場の種々の断面を可視化して捕らえたのは Clemens と Mungal⁶⁾である。移流マッハ数が 0.28 の場合に 非圧縮流と同様に混合層を支配する大規模横渦は、 移流マッハ数が増すに従って存在が弱くなり、0.79 では全く目立たなくなる。つまり、圧縮性の影響が 大きくなると横渦は強く抑制され、これに代わって 3次元的な渦(縦渦成分をもつ斜め渦構造,波動の 段階は斜行波)が混合層を支配するようになる。移 流マッハ数が 0.86 混合層に関し,2本の静圧管で相 関を測った Saminy, Reeder および Elliott⁷⁾は、斜め 渦がΛ型(ヘアピン)形状をもつと示唆している。 これらの従来の実験によると、横渦の成長は移流 マッハ数が1に至るまで可能なようであるが、0.6 あたりから3次元渦(斜め渦)の影響が顕著になる。 そして0.8~1を越すと、ほぼ完全に3次元渦に支配 され、成長率は非圧縮流の値の1/4 から1/5 倍に減 少する。

3. 斜行波、斜め渦

超音速混合層の不安定性に関する重要な特徴は、 主流マッハ数がある上限を越すと主流に相対的に 亜音速で伝播する2次元攪乱(亜音速攪乱)は存在 し得ない点であり、また、相対的に超音速で相対的 に超音速で伝播する攪乱(超音速攪乱)が現れる点 である (Jackson と Grosch⁸⁾参照)。変曲点不安定に 関する定性的な考察では, 混合層を速度の不連続面 とし、それが正弦波的な攪乱を受けるときの流れを、 攪乱とともに流下する座標をとり、波状壁に沿う非 粘性流として扱って不連続面(波状壁)両側の圧力 を計算するモデルがよく採用される。このモデルに 基づき考えると、亜音速攪乱の場合には確かに両側 の圧力差は不連続面の波打ちを助長し、増幅する方 向に働く。ところが、超音速攪乱の場合には両側の 圧力はどこでも等しくなり、波打ちを増大させる働 きは生まれず、攪乱は高々中立的で増幅は生じない。 超音速攪乱が増幅に不利であることは、このような 単純な波状壁モデルから推測できる。さて、主流方 向に伝播すると限定した場合には超音速攪乱しか 存在し得ない主流条件の下でも、攪乱が主流と角度 *θ*をなす方向に伝播するなら、その方向の主流成分 に対して亜音速攪乱となる可能性が常にある。斜行 する攪乱(斜行波)の方が移流マッハ数は小さくな り、それが亜音速になる場合には当然増幅が可能と なる。つまり「斜行」は、翼に後退角を与えて圧縮 性の影響を緩和するのと同様の働きをもつといえ る。

Sandham と Reynolds⁹⁾は、混合層の線形不安定性 について時間増幅型と空間増幅型の計算を行い、最 大増幅攪乱のタイプは移流マッハ数が 0.6 以下で は2次元波動であり、それ以上では斜行波であって、 その伝播方向 θ は次の関係をほぼ満たすと指摘し ている。

$M_{\rm C}\cos\theta = 0.6$

また、攪乱の非線形発達を調べた2次元の数値シミ ュレーションでは、移流マッハ数が 0.7 以上になる と攪乱の成長に伴って衝撃波が発生すること、渦構 造は体積変化率(Dilatation)とバロクリニックトル クの働きにより発達が抑制され、流れ方向に伸びた 縦長の形になること、などの結果を得ている。彼等 はさらに3次元シミュレーション¹⁰⁾で攪乱の非線 形発達を計算しているが、2次元の結果とは顕著に 異なり、移流マッハ数が 0.8、1.05 においても衝撃 波は全く現れていない。その理由は、3次元の場合 には、横渦の成長が抑制される移流マッハ数域で斜 め渦(Λ型渦)の成長が卓越し、それが混合層を支 配するようになるからであり、このような支配構造 の変化により圧縮性の影響が緩和され、衝撃波の発 生が回避されると考えられる。

4. 縦渦を用いた超音速混合促進

ここまで述べてきたことからわかるように、圧縮 性の影響を緩和させ、超音速混合を促進させる渦構 造としては、主流方向の渦軸をもつ縦渦がもっとも 効果的であると判断される。

そこで、縦渦がスパン方向に並んだ渦列を用いて 超音速混合を促進させる手法を提案し^{11、12)}、そして 実験と圧縮性N-S方程式に基づく数値計算の両 面から縦渦列を調べてきた。主流マッハ数が 2.4、 2.5、4.0 の実験により種々のスケールおよび循環強 さもった縦渦列(同方向回転の列や交互逆回転の 列) が極めて容易に超音速流中に導入できることを まず示した。縦渦導入ストラットとして、断面が二 重楔、その前半部(上流側半分)は対称な楔型であ り、後半部(下流側半分)は上向きと下向きスロー プ面(片側は主流に平行な面)が一定の幅でスパン 方向に交互に並ぶ形状を採用すると、縦渦生成に必 要なスリップ流が導入でき、しかも各後縁から向き が交互に変わる弱い斜め衝撃波が発生して縦渦の 迅速な形成に役立つこと^{13、15)}、その縦渦が形成段階 において非圧縮性混合層に匹敵する連行作用を有 し、かつ、乱流境界層の小スケール渦を縦渦内に容 易に取り込むことができ、混合促進に効果的である こと^{13、15、16)}、縦渦間の干渉が混合促進に効果的で あること^{14、16)}、このような縦渦列の各縦渦要素の 中心に水素を注入すると、超音速燃焼が実現できる こと¹⁸⁾、構造的に不安定な縦渦を用いると、一気に 小スケール渦に崩壊して、混合に有利であること¹⁷⁾ などを明らかにしてきた。

上述の通り、超音速流の特徴を生かすと、縦渦を 超音速後流中に容易に導入できる。縦渦の形成時間 は十分に短く、また形成段階において強い連行作用 が得られる。スロープの角度や立壁間隔を調節すれ ば、縦渦のスケールや循環の強さを容易に制御でき る。前縁衝撃波や後縁衝撃波は、総圧損失の観点か ら言えば十分に微弱である。縦渦導入モデルの波造 抵抗であるが、前縁半頂角 θ が 0.0994 ラジアンと十 分に小さいので、非粘性流れを仮定するときの造波 抵抗係数(基準面積はモデルのコード長とスパン長 の積) は簡単な表式、

$C_{\rm D} = 6 \theta^2 / (M^2 - 1)^{0.5}$

で表され、M=2.5のとき $C_D=0.0258$ である。また、 これに伴う衝撃波による総圧損失は高々1%の程度 である。もっとも、混合により必ず総圧損失が生じ るので、不必要な領域での乱流渦の生成を極力避け ることが総圧損失低減の要点として重要で、この意 味においても、ここで提案している縦渦は最適であ る。つまり分子レベルで混合させるべき異種流体

(例えば燃料水素と酸素)を縦渦形成段階の強い連 行作用を利用してまず縦渦内に取り込む。そして縦 渦内に小スケールの渦運動励起し、分子レベルの混 合を促進させるたに接触面積を一気に増大させる のである。このようにすれば、不必要な領域での乱 流渦の生成を避けることができる。

したがって、縦渦内に小スケールの渦運動励起す ることが重要になる。しかし、一般に縦渦はかなり 安定な構造をもつので、小スケールの運動を一気に 励起するには、この安定な縦渦を崩壊させる工夫が 求められる。その手段として筆者らが注目し、調べ てきたことをまとめると、(1)縦渦に巻き込まれ る境界層をあらかじめ乱流化し、乱流境界層内の小 スケール渦を利用して縦渦を崩壊に導く、(2)境 界層にあらかじめ小スケールの縦渦を導入する、

(3)縦渦列を導入し、スケールの異なった縦渦を 組合わせて縦渦間の干渉、縦渦と剪断層の干渉を促 す、(4)複数の縦渦列(例えば2列)を干渉させ て崩壊に導く、(5)内部構造および回転方向の組 み合わせを工夫し、縦渦を不安定化させ、小スケー ル渦に崩壊させる、(6)縦渦と弱い衝撃波との干 渉場でバロクリニックトルクにより小スケール渦 を生成させて崩壊に導く、などである。

さて、縦渦を用いた超音速混合制御に関する従来 の研究成果について述べる。Naughton, Catafesta と Settles¹⁹⁾ は主流マッハ数 3.5 の流れにマッハ数 3.0 の噴流を導入し、噴流にスワールによる縦渦成分を 導入し、スワールを与えない場合と比較して、混合 促進の効果を調べた結果、縦渦によりエントレイン メントが 35% 増すと結論している。この実験では 噴流が主流と接触する段階で既に縦渦は形成を完 了しており、しかも縦渦はかなり安定で、出口から 直径の8倍程度流下しても顕著な崩れはない。 Fernando と Menon²⁰⁾は風洞壁面に設けた接線吹き口 からヘリウムの音速流を主流(マッハ数 2.5) に平 行に吹き出した場合の混合層を調べた。そして、噴 流出口壁の形状を工夫し噴流内に縦渦 (スケールは 噴流出口における風洞壁境界層厚さと同程度)を導 入した場合には,風洞壁側の亜音速域で乱流運動が 活発化し、導入しない場合に比べると、混合層厚さ が2倍程度厚くなるという結果を得ている。

Northam, Capriotti, Byington と Greenberg²¹⁾は縦渦 と接線噴流を組み合わせ、燃焼条件下での混合を調 べている。彼等が unswept ramp injector と呼ぶ燃料 噴射モデルは風洞壁設置タイプで、頂角が 10.3 度の 楔形状を有し、寸法はスパン方向の横幅が 15.2mm、 流れ方向長さ 53.3mm、下流側のベース高さ(ラン プ高さ)12.7mm、ベースの中心に設けられた円形噴 流口の直径 7.1mm である。もう一つのモデルは長 さとベース寸法は上記と同一であるが、横幅がベー ス面から上流に向かって拡がるタイプで,それゆえ、 両サイドは後退角(80 度)を有し、swept ramp injector

と呼ばれる。燃焼風洞の測定部断面は高さ約38mm、 スパン約 88mm、主流マッハ数は 2 および 3、水素 噴流のマッハ数は1.7 である。流れは、モデル設置 位置でそのまま風洞壁に沿う部分とランプ壁に沿 う部分に別れ、後者の流れはランプの前縁衝撃波に より圧縮され、流下とともに両サイドの低圧領域に 向かう速度成分が増していく。この傾向はベース面 位置に達すると加速され、逆回転縦渦対が生まれ、 噴流は縦渦対に巻き込まれる。

彼等は、実験から燃 焼効率を計算し、また非燃焼流におけるレーザ螢光 法による濃度測定や数値計算により混合を評価し ているが、unswept ramp よりも swept ramp の方が強 い縦渦をつくるので混合により有利であると結論 している。ただし、後者の場合でも、ランプ高さの 3倍程度下流で生まれた後、縦渦の成長率は急激に 低下し、12倍程度下流でも縦渦断面の大きさはほ とんど変わらない。

上述のランプ面からの水素噴流に斜め衝撃波が 入射すると噴流と空気の境界面ではバロクリニッ クトルクにより渦度が生まれ、逆回転縦渦対が形成 される。Waitz, Marble と Zukoski²²⁾ はこの手法によ る混合促進を実験(マッハ数 1.7 のヘリウムをマッ ハ数 6 の主流に噴射)と数値計算の両面から調べて いる。ピトー圧の測定結果から判断すると縦渦対の 形成位置はベース高さの 4~8 倍下流である。彼等は、 この縦渦により、ベース高さの 60 倍程度下流で理 論当量比に近い混合が達成されると実験と数値計 算の結果から結論している。

これらの従来の研究において共通しているのは、 いずれの場合も、縦渦が安定で速やかに小スケール の渦に崩壊するようには見えない点であり、先述の (1)~(6)の手法で縦渦を崩壊させることの重 要であることが確認される。縦渦の安定性やその崩 壊に関する研究は混合制御の観点から重要な課題 であるといえる。筆者らは文献17)において、新 しく、低速の混合層の場合と類似の変曲点不安定性 が励起される不安定な構造をもつ縦渦を提案した。 その特徴は、中心軸からある一定の距離にある環状 領域だけに渦度が存在し、中心軸まわりの領域の渦 度はゼロであり、いわば中空である。この中空縦渦 の特徴は、最大増幅率のモードに近い波数をもつ複 数の撹乱が競合しつつ激しく成長する点であり、そ れらは干渉しあい、合体・融合を繰り返しつつ、混 合に有利な流れ場をつくることが、2次元圧縮性N - S 方程式に基づく数値シミュレーションで確認 されている。また、2次元混合層と縦渦を組み合わ せた流れ場も混合制御の立場から興味深い。この意 味では、文献23)で扱っている2次元混合層の複 層化によって圧縮性の影響を回避する方法もよく 調べる必要がある。なお、衝撃波が剪断層に入射す ると、剪断層は破裂するかのように小スケール渦に 崩壊することが観察されている。衝撃波(振動する 場合を含め)によるこのような渦励起や剪断層の不 安定化は先述の(6)とも関連して重要である。こ れらについては今後の課題としたい。

本稿では、縦渦を用いた混合制御に焦点を絞っ た。他の制御法については、文献2、24)が参考 になる。

参考文献

- 1)鎮西・升田:日本航空宇宙学会誌、35(1987)241-254.
- 2)E.J.Cutmark, K.C.Schadow and K.H.Yu : Annu. Rev. Fluid Mech., 27(1995)375-417.
- 3)D.Papamoschou and A.Roshko : J. Fluid Mech., 197 (1988)453-477.
- 4)D.W. Bogdanoff : AIAA J., 21(1983) 926-927.
- 5)N.Chinzei,G.Masuya,T.Komuro, A.Murakami and K. Kudou : Phys. Fluids, 29 (1986) 1345-1347.
- 6)N.T.Clemens and M.G.Mungal : AIAA J., 30(1992) 973-981.
- 7)M.Samimy, M.F.Reeder and G.S.Elliott : Phys. Fluids A, 4 (1992) 1251-1258.
- 8)T.L.Jackson and C.E. Grosch : J.Fluid Mech., 208 (1989)609-637.
- 9)N.D.Sandham and W.C.Reynolds : AIAA J., 28, No.4 (1990) 618-624.
- 10)N.D. Sandham and W.C. Reynolds : J.Fluid Mech., 224 (1991) 133-158.
- 11)西岡:航空宇宙技術研究所 SP-12(1990)39-42.
- 12)野村・石井・西岡:航空宇宙技術研究所 SP-16 (1991)123-128.
- 13)西岡・須浪:日本流体力学会誌 14(1995)377-389.
- 14)須浪・徳永・西岡:航空宇宙技術研究所 SP-28 (1995)32-36.
- 15)西岡・須浪・上山:日本流体力学会誌 15(1996) 35-44.
- 16)西岡·須浪:日本流体力学会誌 15(1996)45-54.
- 17)西岡・松岡・辻本・比江島:日本機械学会論文集 (B)63(1997)119-125.
- M.N.Wendt, T.Sunami and M.Nishioka:第7回ラム /スクラムジェットシンポジウム(日本航空宇宙 学会北部支部)講演論文集 (1997)247-252.
- 19)J.Naughton,, L.Cattafesta and G. Settles : AIAA paper 89-2466 (1989).
- 20)E.M. Fernando and S. Menon : AIAA paper 91-1721 (1991).
- 21)G.B. Northam, D.P. Capriotti, C.S. Byington and I. Greenberg : AIAA paper 91-2394 (1991).
- 22)I.A. Waitz, F.E. Marbel and E.E. Zukoski : AIAA paper 91-2265 (1991).
- 23)西岡・北川・坂上:日本機械学会論文集 (B)63 (1997)112-118.
- 24)本阿弥眞治:日本機械学会論文 (B)63 (1997)9-15.

縦渦型乱流遷移の予知と層流制御

小濱泰昭,江上泰広 東北大学流体科学研究所

One Possible Method for Transition Prediction and LFC Technique for 3D Boundary Layers

by

Yasuaki Kohama and Yasuhiro Egami

Institute of Fluid Science Tohoku University

ABSTRACT

One possible method for transition prediction and Laminar Flow Control (LFC) technique for three-dimensional boundary layers (3D) are discussed. General 3D boundary layers, which have been essentially treated as different instabilities, are treated as the same instability. Instabilities that appear in general 3D boundary layers can be considered as "3D centrifugal instability". That occurs because of the existence of the streamline curvature both parallel and perpendicular to the wall surface. A pair of new parameter C_1 , C_2 is introduced for the prediction of the primary instability onset and fairly good prediction standard is obtained. For the onset of the secondary instability, local velocity profile is measured accurately and created new prediction parameter K_2 .

Considering very complicated transition structure, unique distributed suction method is introduced in order to delay the transition. This suction method has advantage to conventional uniform suction method in less suction power needed to control the flow field. Beyond 30% transition delay is successfully attained by about half of the suction power for uniform suction.

Key Words: swept wing, 3D boundary layer transition, transition structure, LFC, prediction.

1. はじめに

航空機の機体表面やエンジン内部流路など工学上重要 な流体機器表面の境界層は、ほとんどの場合外力などの 影響を受け三次元化し、二次元の場合に比べて早期に乱 流遷移することがしられている.傾斜物体⁽¹⁾、回転物体⁽²⁾、湾曲物体⁽³⁾まわりの境界層流がそれであり、乱流 遷移のプロセスでは必ずと言ってよいほど縦渦の発生が 見られる.この縦渦運動により流れ場が急速に不安定化 し、二次不安定性を誘発⁽⁴⁾して早期に乱流遷移する. 例えば後退翼の場合,最大圧力勾配の方向と速度の方向 が異なる結果境界層がねじれて三次元化し,横流れ不安 定性により境界層中に対流現象が発生,縦渦構造を生じ る.次いでその渦運動により速度の遅い境界層底部の流 れが主流方向に運ばれ,その結果縦渦に沿って局所的に 変曲点不安定性が誘起され,二次不安定性が生じる.こ の時点で強い非定常性,高周波速度変動という乱流の性 質が流れ場に付与され,急激に完全乱流へと移行する. このような縦渦構造を伴う三次元境界層の乱流遷移を正 確に予知する方法及びその制御法は、その応用上の重要 性にも拘わらず乱流遷移構造が未だ完全には解明されて いないために開発されていない.乱流遷移構造を考慮し た制御の方法を開発する必要がある.

本研究では、これ迄明らかにされてきている三次元境 界層の乱流遷移に関して概説し、次いでその遷移の予知 法、及び遷移構造を考慮した有効な制御の方法について 述べる.

2. 一次不安定性の予知

三次元境界層が不安定になると、横流れ渦、らせん渦、 ゲルトラ渦、テーラー渦などと呼ばれる縦渦構造が発生 するが. その発生基準を規定するパラメータはそれぞれ 異なる流れ場に対して別々のものが用いられており、三 次元境界層に共通したものは今のところ一例⁽⁵⁾を除い て存在しない.もともとこれらは異なる不安定性である, との認識があり、従って同一の不安定性として共通して 記述する、という試みはなされてきていない、しかし、 これまでの我々の研究によれば一見ことなる流れ場では あるが、その不安定性には強い共通性 (6) があり、同じ パラメータで記述出来ると理解している.即ち,後退翼 など傾斜物体境界層内に発生する横流れ不安定性も、円 錐体などの回転物体境界層内に発生する横流れと遠心力 不安定性が複合して発生する不安定性も、そして凹面壁 など湾曲物体境界層内に発生するゲルトラ不安定性も共 通した三次元不安定性として記述できる.図1(a),(b) に二つの典型的な場合について示している。(a)は凹面 壁に沿う境界層であり、主流も境界層流も流線は壁面に 垂直な曲率を有している.一方(b)はエクマン境界層で あり、主流も境界層流も流線は壁面に平行な曲率を有し ている.いずれの場合にも主流と境界層流との間で流線 の曲率が作る付加的な遠心力の大きさが異なり、見かけ の圧力差が境界層内外の間に発生、境界層内に対流が発 生することになる. 主流や横流れ成分が存在するために この対流は各々異なった形の渦(凹面壁上ではペアー渦, 後退翼上では同方向回転渦)構造を形成する.一般の三 次元境界層では、流線は空間的に湾曲しており、従って この両方の曲率、壁面に垂直な成分と平行な成分とに分 解して考える (7) ことができる.

これまで横流れ不安定性に関連して安定計算結果と実 験結果で食い違う結果^(6,9)があった.それは層流境界層 が不安定になり,最初に発生する撹乱(こうらん)が安 定計算では進行波型であり,実験では定在型の縦渦であ ることである.以上述べた実験結果から考えると,実験 で検出される縦渦は計算で予想されるものとは異なり, 三次元遠心力不安定性により生じた対流現象なのでは, と考えている.

3. 二次不安定性の予知

流れを制御する場合,目的によってどのような流れの 状態に制御したいかは異なる.特に摩擦抵抗軽減と伝熱 促進では全く相反する.前者では層流が理想であり,後 者では乱流状態に近い流れが求められる.そのような観 点から考えると,縦渦のみが発生している遷移領域は両 方の目的で利用可能な領域である.摩擦抵抗は低く,か つ伝熱促進も縦渦の運動により促進される.従って二次 不安定性の発生を予知することも工学上極めて重要であ る.これまでの研究から,二次不安定性が発生するとf2 の7~10周期で完全乱流へと遷移することが知られてい る.従って安定して縦渦が存在している領域は一次不安 定性発生点から二次不安定性発生点までの間ということ になる.

二次不安定性は、縦渦の運動により境界層底部の遅い 流れが主流方向に運べられるために、局所的に強い変曲 点型の速度分布が渦軸上に形成され発生することは既に のべた.即ち二次不安定性は変曲点型不安定性である. しかし境界層中に局所的に発生するので、自由空間での ものより壁の存在による安定化が予想される.従って壁 と変曲点との距離をパラメータに含める必要がある.そ のような観点で以下のような二次不安定性を予知するた めのパラメータを導入した.

$$K_2 = \frac{\partial(u/U_{\infty})}{\partial(z/\delta)} \cdot \frac{\delta_{ip}}{\delta}$$

ここで δ_{ip} は変曲点高さを示す. 図2は実験的に K_2 を測定した結果であり、およそ $K_2=0.6$ で二次不安定性が発生することが分かる.

4. 三次元境界層のLFC について

二次元の境界層を層流制御する場合,基本的にはスパ ン方向に一様な流れのみを考えるので二次元的にのみ対 処してきている.これに対して三次元境界層の場合には, 層流状態での制御の他に縦渦構造が発生して後の制御も 考えられる.縦渦は極めて安定であり定在渦だからであ る.それに,縦渦構造が発生する以前の層流境界層は極 めて薄く,例えば翼の境界層を制御する場合,前縁付近 に吸い込み装置を設けることで新たな撹乱(かくらん) を誘発する危険性を伴ってしまう.

4.1 制御の指針

縦渦構造が発生して後の制御では一様吸い込みなどの 二次元的な方法は現実的でない. 既にスパン方向に分布 を有してしまっており、それらを除去するには少なくと も分布の存在する境界層流全体を吸い込まなければなら ない. これは制御に必要なパワーが大きくなり過ぎるこ と、新たな境界層が発生するので大きな摩擦抵抗増を伴 うこと、などで有効な抵抗軽減効果を得られない、三次 元境界層の乱流遷移では、縦渦運動により境界層底部の 遅い流れが主流方向へと運ばれる結果強い変曲点型の速 度分布が形成され、二次不安定性を誘起することが知ら れている.従って縦渦運動により渦の足元に集められた 低速流を選択的に吸い込むことが出来れば、境界層はス パン方向に一様化する方向に改善され、かつ低速流が主 流方向へ運ばれにくくなるので二次不安定性の発生限界 を遅らせることが可能となる.従ってこのような制御指 針のもと、各々の縦渦軸に沿い渦の真下に吸い込みスリ ットを設けて選択的に低速流を吸い込み、結果として乱 流遷移を遅らせる方法を試みている.

4.2 制御結果

図3に前記の指針のもとに製作された吸い込み装置の 概要を示す.そして図4(a),(b)に吸い込みの有無によ る違いを断面計測結果で示す.図(a),(b)を比べること で明らかなように,選択的吸い込みにより有効に乱流遷 移を遅らせることが出来ていることがわかる.図5は遷 移の遅れを吸い込み量,吸い込み方法の違いに対して示 したものである.この図から二次不安定性が発生する直 前の位置で吸い込む時一番制御効果があることがわかる. そして一様吸い込みと比べておよそ半分の吸い込みで 30%以上の遷移の遅れを実現⁽⁹⁾ できることがわかる.

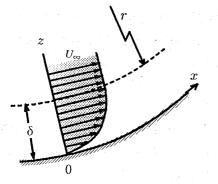
5. おわりに

以上,縦渦型乱流遷移の予知と層流制御について実験 研究の立場から具体的予知方法などを挙げて論じた.主 な結果を要約すると以下のようになる.

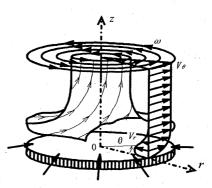
- 横流れ不安定場に発生する縦渦構造はゲルトラ不安 定性を三次元に拡張することでも説明できる。従っ て、もしかしたら実験的に検出される縦渦構造(後 退翼や回転円盤境界層等)は、安定計算から出てく る位相速度ゼロの撹乱(かくらん)とは異なるもの かも知れない。
- 2) 三次元境界層一般の一次不安定性の発生予知にはパ ラメータ C_µ, C₂が適している.
- 3) 二次不安定性の発生予知にはパラメーター K₂を用 いることができる.
- 4) 縦渦型乱流遷移の制御のためには縦渦構造を考慮した選択的吸い込み法が有効である。

参考文献

- 小濱, Saric, W. S., Hoos, S. A.; 機論(B), 58(1992), 3053-3059.
- (2) Kohama, Y., Suda, K.; AIAA J. 31(1993), 212-214.
- (3) Bippes, H.; NASA TM-75243, (1978).
- (4) Kohama, Y., Saric, W. S., Hoos, J. A.; Proc. Roy. Aero. Soc. Conf. on : Boundary-Layer Transition and Control, Cambridge Univ., England, Apr. 8-12, (1991). 4.1-4.13.
- (5)小濱; 航技研特別資料 SP-18, (1992), 37-40.
- (6) Kohama, Y., Kodashima, Y., Watanabe, H.; Laminar -Turbulent Transition, Springer-Verlag-Berlin, (1995), 455-462.
- (7) Kohama, Y., Davis, S.; JSME Inter. J. (B), 36(1993), 80-85.
- (8) Malik, M. R., Li, F., Chang, C.-L.; J. Fulid Mech., 268, 1-36.
- (9) Kobayashi, R., Kohama, Y., Takamadate, Ch.; Acta Mech. 35 (1980), 71-82.
- (10)江上,小濱,小野寺;機論(B) 63(1997), 849-856.

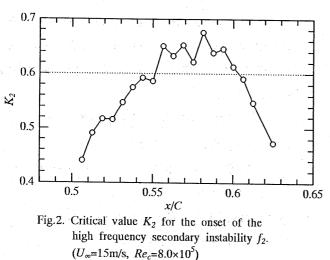


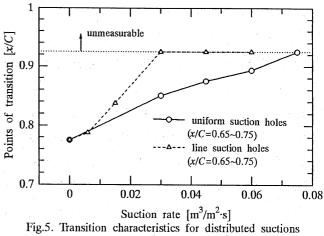
(a) Concave wall boundary layer



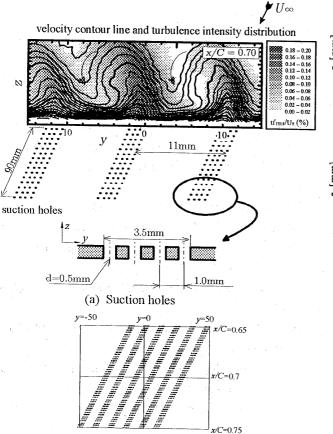
(b) Ekmen boundary layer

Fig. 1 3D boundary layer structure and its coordinates









(c) Arrangements of suction surfacesFig. 3. Details of the suction system

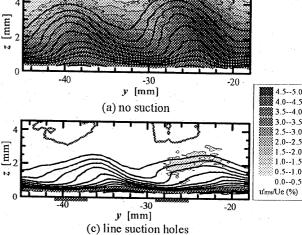


Fig. 4. Cross sectional measurement of velocity and turbulence intensity profiles for different suction surfaces. (velocity contour line step: 5% of Ue, Bandpass filter range : 1.25-3kHz for disturbance f_2 , x/C=0.79, $U_{\infty} = 12.3$ m/s,Suction volume 0.045m³/m² ·s, indicates suction positions)

傾斜円柱前縁境界層中に導入された点源撹乱からの 速度変動の成長

榎本保之*、福西 祐*

Growth of a Point Source Disturbance in the Leading Edge Boundary Layer of a Yawed Cylinder by

Yasuyuki Enomoto and Yu Fukunishi

Tohoku University

ABSTRACT

A numerical simulation study solving incompressible Navier-Stokes equations is carried out to investigate the boundary layer of a yawed circular cylinder. Special attention is paid to the new instability due to the curvature of external streamlines found in three-dimensional boundary layers, which is different from the cross-flow instability, and is called the streamline-curvature instability. It is shown that a wavy structure grows from a point source. The difficulty in detemining whether the structure is created by a cross-flow instability or a streamline-curvature instability is shown.

Key Words: Yawed Cylinder, Boundary Layer Transition, Three-Dimensional Boundary Layer, Streamline-Curvature Instability

1.緒 言

現在就航している旅客航空機の多くは、衝撃波の 発生などを回避する目的で後退翼を採用しているが、 翼の後退のため、翼面上に発達する境界層は3次元化 し、2次元の場合よりも早く乱流に遷移することが知 られている.このことにより粘性抵抗は増加し、揚抗 比の悪化へとつながっている.粘性抵抗を軽減する事 は、現在の航空機の性能の向上及び次世代の新型航 空機の開発の面から重要となってくるため、3次元境 界層の構造究明は重要な研究課題となってきている.

後退翼上に発達する境界層は曲がった流線や横流 れ速度成分によって特徴づけられる.横流れの存在 は3次元境界層固有のねじれ速度分布を作り,2次 元境界層に見られる T-S型不安定に加えて横流れ不 安定を引き起こすことが知られている.これに加え, Itoh⁽¹⁾は,境界層の外縁の流線の曲率に起因する流 線曲率不安定と呼ばれる新しい不安定の存在を予測 している.横流れ型および流線曲率型の不安定は共 に縦渦型であり,流線曲率不安定のすぐ後ろで横流 れ不安定が起こると予測されることから,不安定波 が観察されても二つのうちのどちらの不安定に起因 するのかを区別することは困難であると考えられる. しかしながら理論は点源撹乱を用いた場合,横流れ と反対方向の位相速度をもつ横流れ撹乱と横流れ方 向に伝わる流線曲率撹乱とに空間的に分離出来るは ずであると予測しており⁽²⁾,これが手掛かりとなる 可能性がある.

本研究の目的は、3次元非圧縮ナビエ・ストークス 方程式を有限差分法で解くことにより求め、横流れ 境界層中の速度変動の成長について詳細に調べ、理 論予測の正当性を検証し、3次元境界層のより深い 理解を追い求めることにある。

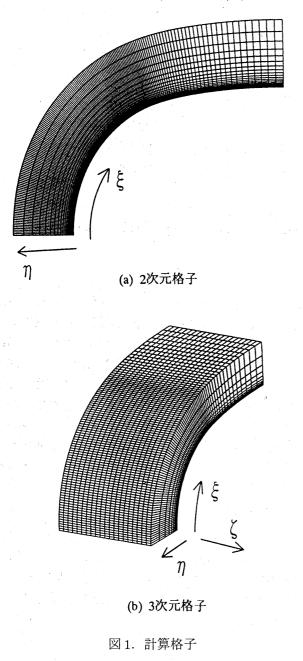
2. 数值解析法

支配方程式は,以下に示す無次元化された3次元非 圧縮性ナヴィエ・ストークス方程式(1)と,連続の式 (2)である.

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\text{grad } p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{V} \qquad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0 \tag{2}$$

ここで、Vは主流速度 U_{∞} で無次元化した速度ベクト ル, p は動圧で無次元化した圧力, Re は代表長さを前 縁の曲率半径 r_0 と後退角Aを用いた値 L = 2r/cosAとしたときのレイノルズ数 ($Re = U_{\infty}L/\nu$) である.



計算アルゴリズムは高レイノルズ数の流れにおい ても十分な精度の解が得られる MAC 法を用いた.こ の際,時間微分は1次精度の前進差分,空間微分に は2次精度の中心差分,また,対流項に対しては3次 精度の風上差分を用いた.物理量を食い違い格子を 用いて配置し,速度と圧力を交互に陰解法により求 めた.

速度の境界条件としては、物体表面においては滑 り無しの条件、流入境界及び外縁境界についてはポ テンシャル流、流出境界にはノイマン条件を用いた. 圧力の境界条件は物体表面及び流出境界に対しては ノイマン条件を用い、流入境界及び外縁境界につい てはポテンシャル流の速度場からベルヌーイの定理 より求めた値を用いた.また、速度、圧力ともにスパ ン方向には周期境界条件、前縁より上流の上下対称 面では対称条件とした.

前縁の形状としては翼の前縁形状を模擬しアタッ チメントラインから70°までを曲率半径一定の円形 とし,それ以降は曲率半径を徐々に(0.5%ずつ)大き くした.

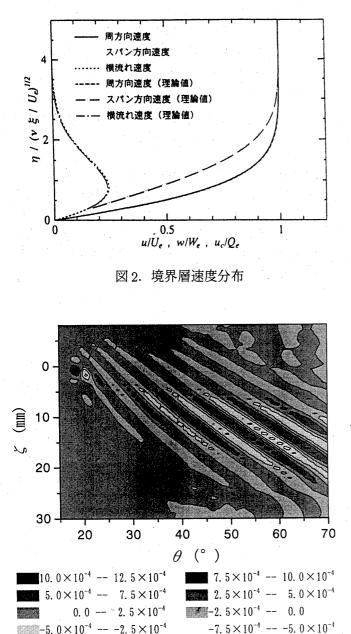
図1に計算格子を間引きした図を示す.格子数は θ 方向に180, η 方向に40, ζ 方向に41とした.前縁が $\theta=0$,円柱表面が $\eta=0$,撹乱を加える位置が $\zeta=0$ である.

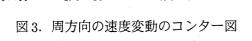
3. 結果

計算条件は、横流れ不安定、流線曲率不安定共に、 撹乱源付近で成長すると予測されているレイノルズ 数⁽²⁾ $Re = 1.0 \times 10^6$,空気の動粘度 $\nu = 1.501 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ とし、後退角 $\Lambda = 30^\circ$ 、前縁の半径 r = 0.05 mの円柱を対象とした.吹き出し、吸い込み はの位置はアタッチメントラインからの角度 $\theta = 18^\circ$ とし、速度変動の振幅 a は撹乱が線形に成長するように主流速度 U_{∞} の0.1%とした.また流線曲率不安 定により撹乱が最も大きく成長すると予測された周 波数⁽²⁾, f = 7167 Hzの速度変動を与えた.

3.1 撹乱を与えない場合

初めに撹乱を与えない場合の結果を示す. 図 2 は $\theta = 18$ の位置における境界層内の速度分布を示し たものである. 周方向速度, スパン方向速度ともに Falkner-Skan-Cooke の理論値と良く一致しているご とが分かる. また, 速度分布に横流れ速度成分が存在 することが分かる.





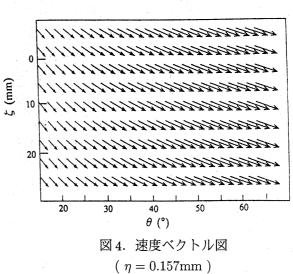
 $(\eta = 0.157 \text{mm}, \Omega t = 0)$

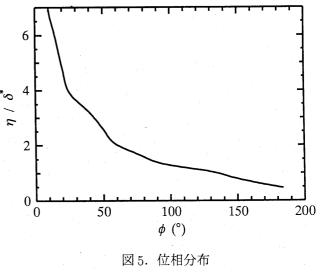
3.2 撹乱を与えた場合

先に得られた値を初期条件として, 撹乱を与えた 流れの計算を行なった. 壁面での吹き出し, 吸い込み を模擬するために壁面境界の一点に (3) 式のような 非定常境界条件を与え計算を行った.

 $u(\xi_0, \eta_0, 0, t) = a\sin(\Omega t) \tag{3}$

図3に壁面からの高さ $\eta = 0.157$ mmの位置における ζ 方向に軸を持つ渦度変動 ω 'のパターンを示す.速度変動のパターンも同様となる. $\theta = 18$ °の点源から発生した速度変動は下流に進むにつれ、 ζ 方向に広が





($\theta = 50^{\circ}$, $\zeta = 10.0$ mm)

りながら成長していく様子がわかる.図4が同じ高 さη = 0.157mmにおける速度ベクトルを表しており, 変動は縦渦構造として成長したものであることがわ かる.

図 5 には $\theta = 50^\circ, \zeta = 10mm$ における速度変動の η 方向の位相分布を示す.境界層内で位相がほぼ180 °変化しており,これは横流れ不安定による速度変動 の性質と一致する.

図 6 は θ = 40[°], η = 0.157mm における速度変動の ζ 方向パターンに時間的な変化を表している. この図 より、パターンが ζ 軸に関して負の方向に進行してい ることがわかる. この方向は 3 次元境界層内の横流 れ速度の方向であり、この性質は流線曲率不安定に 起因する速度変動において予測されている性質と一 致する.

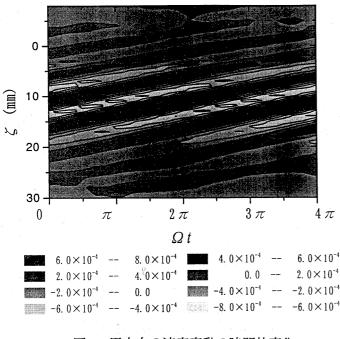


図 6. 周方向の速度変動の時間的変化

 $(\theta = 50^{\circ}, \eta = 0.157 \text{mm})$

4. まとめ

傾斜円柱の前縁近くの壁面において,吹き出し吸 い込みのくり返しに相当する速度変動を与えること により,横流れ境界層中に速度変動が成長していく 様子を数値シミュレーションにより再現した.その結 果,速度変動はスパン方向に広がりながら下流方向 に伝播し,縦渦列が並ぶ形の渦度構造を形成するこ とが明らかとなった.

そして形成された速度変動場の性質は:

- (1) 壁面付近と境界層外縁との位相差が約180°あ り、横流れ不安定による速度変動の性質と一致 した.
- (2) 伝播方向は横流れの方向で、これは流線曲率不 安定による速度変動の性質と一致していた.

結果として,速度変動の成長は見られたものの それが横流れ不安定によるものか流線曲率不安定に よるものか判別することができなかった.ましてや2 種類のものを見出すことはできなかった.今後計算 の精度,とくにグリッド依存性の有無などを調べて いく必要性がある.

参考文献

- Itoh, N. ,Instability of three-dimensional boundary layers due to streamline curvature. Fluid Dyn. Res. (1994),pp. 353-366.
- (2) Itoh, N. ,Development of wedge-shaped disturbance originating from a point source in a three-dimensional boundary layer. Fluid Dyn. Res. (1996)

角柱列を過ぎる流れの合流 Confluence of wakes behind a Row of Square Bars

同志社大・工 水島 二郎、川口 泰弘 Jiro Mizushima and Yasuhiro Kawaguchi Department of Mechanical Engineering Doshisha University

Abstract

Confluence of wakes behind a row of square bars, which is placed across a uniform flow, is investigated numerically. Two-dimensional and incompressible flow field is assumed. Each jet which flows between the square bars is independent of each other when the pitch-to-diameter ratio of the row is large. However, the confluence of several jets occurs when the pitch-to-diameter ratio is small. In the previous study, it was found that the confluence of couple or triplet jets is a consequence of a pitchfork bifurcation and a hysteresis phenomenon appears between the confluence of coulple and triplets jets. In the present study, we find a steady solution for the confluence of quadruplet jets, and try to explain the cause of the hysteresis phenomenon.

Keywords: stability, wake, a row of square bars, pitchfork bifurcation

§1. はじめに

ー様流中に置かれた角柱列や円柱列などの柱 状物体列を過ぎる流れは,柱状物体の間隔が比 較的大きい場合,各柱状物体の間から流出する ジェットは独立しており平行な流れとなるが,柱 状物体の間隔が小さくなると平行なジェットに 不安定性が生じ,ジェットの合流が起こる.

ジェットの合流についての研究は古くから行われている.Olseen¹⁾は柱状物体列の後流について理論的および実験的に調べた。彼は流れ場を 正弦関数で表現し,物体から充分離れたところでは,その表現が実際の流れを近似するのに充分であることを実験によって確かめた.

Bohl²⁾は円柱列後流に関する実験を行い, σ を 柱状物体の間隔Pと直径dの比とすると、 σ が 大きいとジェットは平行であるが, $\sigma = 2.17 \sim 2.7$ でジェットの合流が起こると結論づけた.

ジェットの合流には3つのパターンがある.-つは合流した流れが定常流である場合(図1)、二 つ目は合流した流れが時間に周期的である場合 (図2),三つ目は合流した流れが乱流である場合 (図3)である.

合流した流れが定常となる場合の研究はい くつか行われている.Bradshaw³⁾は円柱列に関 する実験を行い、ジェットの合流が起こらない範 囲はσ =2.33以上であるとした.また彼は4つの ジェットが1つに合流することも示し、そのとき 流れ場は定常であることを示した.

各ジェットが独立した定常な流れから合流し た定常な流れへの遷移についての詳しい研究は Mizushima and Takemoto⁴⁾によって行われ、低 レイノルズ数においてジェットが合流するメカ ニズムを理論的に明らかにした.彼らは2次元 非圧縮性流れを仮定し、流れに直角方向に物体 の配置と同じ周期を持つ定常流がピッチフォー ク分岐によって、物体の配置の2倍あるいは3 倍の周期を持つ定常流に遷移することを予測 し、角柱列・円柱列を過ぎる流れの2つのジェッ トの合流および3つのジェットの合流現象を調 バた.また、数値シミュレーションによる結果 と比較するため可視化実験を行い、低レイノル ズ数において2つ、3つ、4つのジェットの合流 現象が存在することも可視化写真により示し た.さらに彼らは、数値シミュレーションと実験 結果の違いから2つのジェットの合流と3つの ジェットの合流現象の遷移過程にはヒステリシ スがあると推論した.

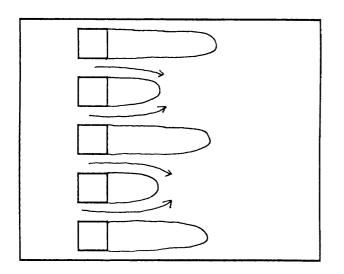


図1 合流した流れが定常である場合

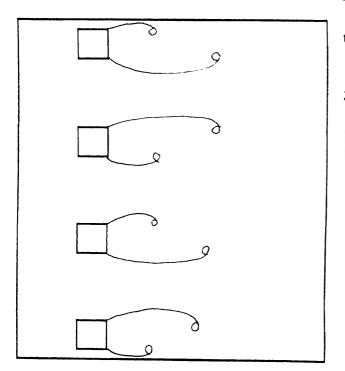


図2 合流した流れが時間に関して周期 的である場合

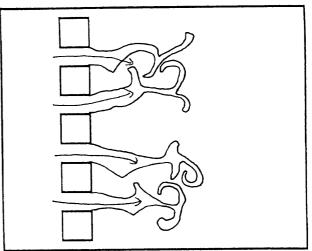


図3 合流した流れが乱流である場合

合流した流れが時間に周期的となる場合の流 れのパターンは小林⁵⁾によって見事に可視化さ れた.

合流した流れが乱流となる場合について、Ma tsui⁶⁾は円柱列を過ぎる流れのジェットが合流す る現象、特に高レイノルズ数におけるσ依存性 を詳しく調べた.彼はRe = 2000の場合, $\sigma =$ 3.0のとき平行なジェット, $\sigma = 2.2$, 1.8, 1.6の とき、それぞれ2つ、3つ、4つのジェットの合 流を観測し、また現象のレイノルズ数依存性も 示した.ここでレイノルズ数 Re は Re $\equiv Ud/\nu$ と定義し、11は円柱列の上流での流速、14は円柱 の直径、レは流体の動粘性係数である. 本研究 では、合流した流れが定常である流れのハター ンについての研究を行い、数値シミュレーショ ンによって Mizushima and Takemoto が推論し た2つのジェットの合流および3つのジェット の合流現象の間のヒステリシス現象を理論的に 調べ、またσ=2における4つのジェットの合流 の解の存在も明らかにし、さらに4つのジェット が合流するときの臨界レイノルズ数を数値的に 求めようと試みる.

§2. 数値シミュレーション

Mizushima and Takemotoは3つのジェット

が合流する場合は非食い違い(non-staggered) 格子を用いたMAC法, 2つのジェットが合流 する場合は流れ関数でと渦度ωを用いたでしん法 を用いて数値シミュレーションを行い、シミュ レーションの結果を非線形安定性理論の手法で 整理し、これらの合流現象がビッチフォーク分 岐により生じることを示し、その臨界レイノル ズ数を評価した.定常な2つの合流と3つの合 流ののに対する臨界レイノルズ数 Recを図4に 示す.

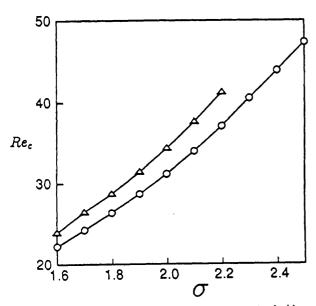


図4 臨界レイノルズ数 Re_cと角柱の 間隔比σの関係図

 $(\bigcirc$ は2つの合流の臨界レイノルズ数 Re_{α} , \triangle は3つの合流の臨界レイノルズ数 Re_{α})

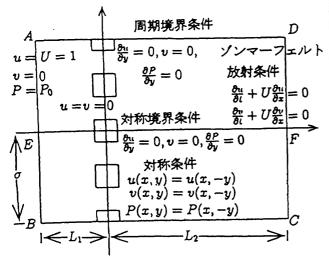


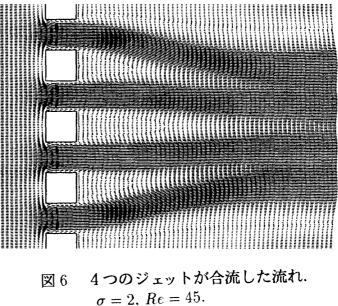
図5 40の周期を持つ流れを求めるための計算領域及び境界条件

本研究では、4つのジェットが合流する定常解 を求めることを試み、数値シミュレーションを 行なった。代表長さには角柱の辺長あるいは円 柱の直径 d,代表速度には一様流速 Uを用いる. 基礎方程式は 2次元非圧縮性ナビエ・ストーク ス方程式と連続の式である.レイノルズ数 Re を $Re \equiv Ud/\nu$ のように定義する.計算領域及 び境界条件を図5に示す. $L_1 = 4.5, L_2 = 13.5$ で 計算を行った.ここでは、y方向に物体の配置と 同じ周期を持つ定常流がピッチフォーク分岐に よって、物体の配置の4倍の周期を持つ定常流 に遷移すると仮定する.このように仮定するこ とにより、実際には計算するのは半分のAEFD で囲まれた領域である.

計算には差分法を用い、食い違い(staggered) 格子を用いたHSMAC法で、計算領域はx方向、 y方向に刻み幅 Δx 、 Δy で離散化した.時間tは、 Δt で離散化した.

 Δx , Δy および Δt の大きさは $\Delta x = \Delta y = 0.05$, $\Delta t = 1.0 \times 10^{-5} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ とした.格子点数は,例えば $\sigma = 2.0$ の場合は 300 × 80 とした.

上記のような計算領域及び境界条件の下で は、定常な2つの合流した流れと4つの合流し た流れの解が存在すると考えることができる が、 $\sigma = 2.0 \circ Re = 45$ の値で数値計算を行った ところ定常な4つの合流した流れ場が得られた (図6).このように定常解をいろいろなレイノル



ズ数に対して求めることにより臨界レイノルズ 数を求めることができるが現在計算中である.

§3. ヒステリシスの現象

Mizushima and Takemoto は数値シミュレー ションと実験により定常な2つの合流した流れ と3つの合流した流れの間にはヒステリシスの 関係があると推論し、分岐ダイヤグラムの図を 示した(図7).この図において、レイノルズ数が 低いところから高くしていくとはじめ点Aまで はジェットは互いに独立していて平行な流れで あるが.Rea2を越えると平行なジェットに不安定 性が生じてヒッチフォーク分岐を起こし、非対 称な流れとなる.さらにレイノルズ数を高くす ると点 B'を通り点Cに至るとさらに不安定性 が生じて、点C'に遷移し、その後点Dに至る.

しかし、点Dからレイノルズ数を低くしてい くと、点C'に至っても点Cには遷移せず、そのま ま同じ線をたどり点BつまりReaになったと き、点B'に遷移し、その後点Aに至るという経 路をたどると考えるとこの現象をうまく説明 できるとした、ここで述べたのはvが正の場合 についてのみであったが、理論的にはvが負に なる場合も同じ確率で起こるのでその場合は 図7の下半分の曲線で上述したことと同じこと を述べることができる、また、現在Reaは数値シ ミュレーションによりReaは実験からほぼ求め

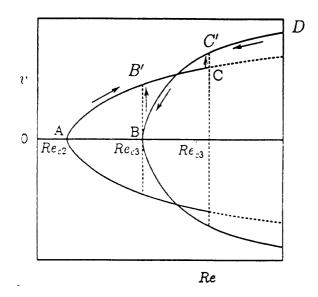


図7 2つの合流と3つの合流の間のヒス テリシスの関係を推論した分岐ダイヤグラム

られているが,Re'aの値はまだ求められておら ず、この現象の理論的な証明を行うためには,2 つの合流と3つの合流の定常解が同時に存在す るような計算領域を考えることが必要である. しかし、この計算は現在実行中である.

§4. おわりに

角柱列や円柱列などの間をすぎるジェットの 合流には上述したように3つのパターンがあり, それらは Mizushima and Takemoto が示したよ うな定常な合流した流れの場合,あるいは合流 した流れが時間的に周期的である場合,または Matsui が示したように合流した流れが乱流で ある場合である.

これらそれぞれのパターンについての研究は 幅広く行われているが,合流した定常な流れか ら時間に関して周期的に変化する流れへの遷移 や,乱流への遷移についてはまだ調べられてい ないのでこれらの遷移のメカニズムを明らかに することは今後の研究課題である.

参考文献

[1] R. G. Olssen:1936 Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik **16**, 257.

- [2] J. G. E. Bohl: Ing.-Arch. 11 (1940) 295.
- [3] P. Bradshaw: J.Fluid Mech. 22 (1965) 679.
- [4] J. Mizushima and Y. Takemoto: J. Phy. Soc. Japan. 65 (1996) pp.1673-1685
- [5] 小林敏雄:写真集「流れ」(日本機会学会編) 43.
- [6] T. Matsui: 1975 Joint JSME-ASME Applied Mechanics Western Conference, Honolulu, Hawaii, 1975 (JSME, Tokyo, 1975) 415.

励起された長方形噴流中の渦構造と拡散促進機構

豊田 国昭*, 平元 理峰*

Vortical Structure and Diffusion Enhancement Mechanism in an Excited Rectangular Jet

by

Kuniaki TOYODA and Riho HIRAMOTO

Hokkaido Institute of Technology

ABSTRACT

The diffusion mechanism of an excited rectangular jet was investigated by comparing the measured velocity profiles with the educed vortical structures. Experiments were carried out using an air jet from a sharp-edged rectangular orifice of aspect ratio 4. The jet was excited in the interaction mode, in which the stable interaction of vortices occurred. The results reveal that the jet diffusion mechanism is closely related to the vortical structures in the rectangular jet: the jet width in the major plane decreases due to the inward flow induced by vortices bending downstream, and that in the minor plane increases significantly due to the outward flow induced by stretched vortices and split vortex rings.

Key Words: Rectangular Jet, Diffusion, Vortical Structures, Excitation, Turbulent Flow.

1. まえがき

非円形噴流中で形成される渦は,周方向の非一様曲 率の自己誘起速度効果により,三次元的に変形するこ とが知られている⁽¹⁾.この三次元変形は噴流の拡散を 促進するので,励起によって渦を強めることにより, さらに拡散を促進することができる⁽²⁾.とくに,渦が 対になって干渉するような励起(干渉モード)の場合に は、アスペクト比(AR)4の長方形噴流の噴流断面積 が著しく拡大するので,その工学的応用が期待され る.既報^{(3),(4),(5)}では,変動圧力プローブにより測定した変 動静圧の低圧部が流れ中の渦構造によく対応することを示 し,さらに干渉モードで励起されたAR=4の長方形噴 流中の変動静圧の位相平均測定を行い,三次元渦構造 の変形・干渉・分裂・結合機構を明らかにした.

本報では, 既報^{(3),(5)}と同様の実験条件で, 位相平均変 動静圧と長軸・短軸方向の平均速度と乱れ強さ分布を 詳細に測定し, 長方形噴流の拡散促進機構と渦構造の 関連性を検討した.

* 北海道工業大学

2. 実験方法

実験装置および実験条件は既報^{(3),(5)}と同様なので概要を記す.風洞の出口に長方形オリフィス(AR=4)を取り付け噴流を発生させた.また,噴流拡散特性を比較するために,円形オリフィスからの噴流の測定も行った.噴出口中心速度Ueは4m/s,等価直径 De(=50mm)に基づくレイノルズ数 Re=UeDe/v(v:動粘度)は1.3×10⁴で,噴流励起は風洞整流部に取り付けられたスピーカによりfn/4=141Hz(fn:噴出口近傍混合層の不安定変動周波数)の周波数で行われた.その際,励起強さue'/Ue(ue':噴出口変動速度の実効値)は0.03とした.この励起条件では,連続的に発生する渦が対になり干渉する.

図1に流れ場の座標系を示す.本研究では,励起さ れた長方形噴流中の渦構造を位相平均変動静圧測定⁽⁵⁾によ り抽出し,また,長方形および円形噴流の'励起なし' と'励起あり'の流れ場の平均速度と乱れ強さ(変動 速度実効値)分布をI型熱線プローブにより測定した. 平均速度および乱れ強さ分布は,長軸(y軸)および短 軸(z軸)方向に測定された.これらの測定における変 動圧力プローブ,熱線プローブの移動および計測処理 はパーソナルコンピュータにより自動的に行われた.

3. 実験結果および考察

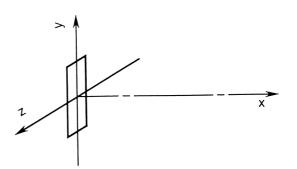
位相平均変動静圧測定結果から静圧場の三次元画像を 作成した.三次元画像を作成する際の圧力範囲は低圧 領域とし,低圧領域が渦度集中領域に対応しているものと して渦構造を検討した.以下,図中のしは先行渦,Tは 追跡渦,上付記号「'」は下流の渦を表している.図 2に x/De=1.0 における三次元画像を示す. 先行渦 (L)は長軸方向端部が下流方向に傾斜し,逆に追跡渦 (T)は上流方向に傾斜している様子がわかる.図3に x/De=1.5における三次元画像を示す.(a)は2周期分 をつなぎ合わせた画像で,追跡渦(T')の長軸方向端部 は上流の先行渦(L)に巻き込まれ,流れ方向に引き伸 ばされている. また, 先行渦はz方向に著しく伸長し 小渦が分離しつつあることが推測される.(b)は,等圧 面の圧力値をさらに低くし,渦構造の骨格を明瞭にし たものであるが,先行渦と追跡渦が接合した渦構造に なっている. すなわち, 上部が先行渦, 下部は追跡渦 の渦部である.

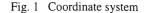
上述した三次元静圧場と, xy, xz 面の位相平均等圧 線図⁽⁵⁾を検討して得た三次元渦構造を図4に示す. 図4 は,渦が対となり下流方向に変形する様子を示してい る. 先行渦の長軸方向端部(ヘアピン部)は,周方向 曲率が大きいために,自己誘起速度により下流方向に 傾き「く」の字形になり,追跡渦の噴流中心近傍渦部 は,先行渦の中に入り込み逆「く」の字型となる[図 4(a)]. また、追跡渦のヘアピン部は上流方向に引き 伸ばされ,上流の先行渦に巻き込まれる[図4(a), (b)]. 先行渦はz方向に伸長して先端から小渦が分離 し,また,先行渦と追跡渦の結合により複合的な渦構 造が形成される[図4(b),(c)]. さらに,この複合構造 の追跡渦部は,噴流中心軸でつなぎ替えによりy方向 に分離する[図4(d)].

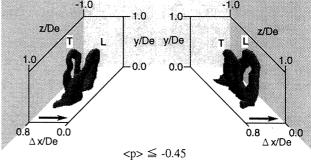
励起された長方形噴流の長軸および短軸方向に測定 した平均速度分布を図5に示す.図5(a)より,長軸方 向の噴流幅は減少し,鞍型速度分布がx/De=2.0に現 れることがわかる.図5(b)の短軸方向のx/De=2.0の 平均速度分布は,噴流中心に鋭い凸部,その両側に凹 部をもち,特徴的分布となっている.

位相平均変動静圧測定により得た渦構造と関連づける と,図5(a)のx/De=2.0における鞍型の平均速度分 布は,複合渦[図4(b)]のヘアピン部の誘起速度によ る増速効果の影響である.また,図5(b)のx/De=2.0 における平均速度分布の噴流軸両側の増速部は,図6に 示すように,z軸方向に伸長した先行渦から分離した 渦輪の誘起速度による効果と思われる.さらに下流の短 軸方向の平均速度分布は,これらの渦輪の誘起速度が噴流 内部の高速流体を外側の低速域に輸送するために,著しく 拡大する.

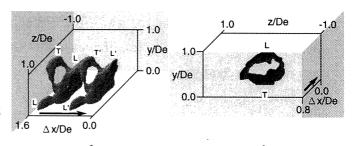
以上のように,平均速度場は渦構造に支配されてお り,したがって,渦構造の操作は速度場の制御に極め

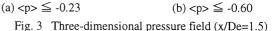


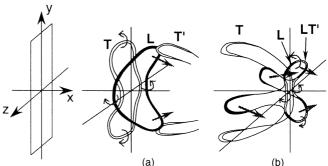












1.0≦x/De≦1.8

(0) 1.2≦x/De≦2.1

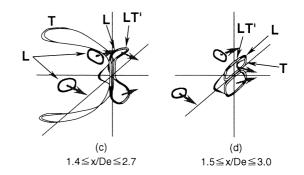


Fig. 4 Three-dimensional vortical structure

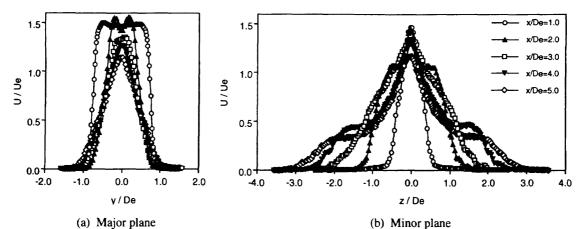
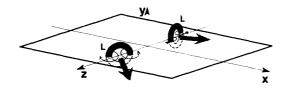
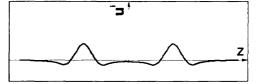


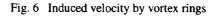
Fig. 5 Mean streamwise velocity profiles of the excited rectangular jet



(a) Vortex rings



(b) Induced velocity



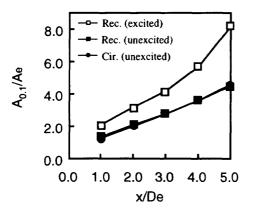


Fig. 7 Variations of the jet cross-sectional area

て有効であることがわかる.

長方形噴流と円形噴流の拡散特性を比較するため に,噴流断面積比の変化を図7に示す.噴流断面積比は, 各流れ方向位置におけるyz面の等速度線図におい て,U/Ue=0.1で囲まれる面積A_{0.1}と噴出口面積Aeの比と した.励起されていない長方形と円形噴流の噴流断面積比 はほぼ同じであるが,励起された長方形噴流は著しく拡散 が促進されている.

エントレインメントを検討するために流量Qを次式で計 算し求めた.

$$Q = \int_{A_{0,1}} U \, dA \tag{1}$$

図8にエントレインメント変化率(Q-Qe)/Qe を示す. こ こで, Qe はQe=UeAe である. 図7の噴流断面積比の変 化と同様の傾向がみられ,励起された長方形噴流のエント レインメントが著しく促進されている.

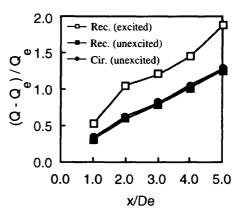
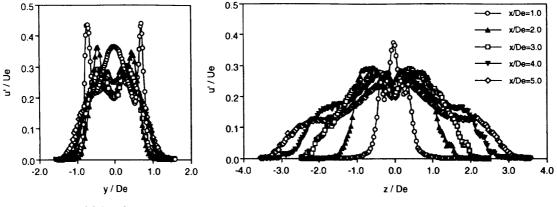


Fig. 8 Variations of the entrainment ratios

噴流中の渦は速度変動を生じさせるので,速度変動 特性との関連性を以下に検討する.励起された長方形 噴流の長軸および短軸方向の乱れ強さ分布を図9に示 す.乱れ強さの増大する位置は,位相平均変動静圧 測定⁽⁵⁾で得られた流れ方向長軸断面および短軸断面の 渦の通過位置とほぼ一致しており,速度の変動成分は 渦の通過により増大すると考えられる.長軸方向の分 布における,x/De=1.0の噴流中心の乱れの増大は, 先行渦の中に入り込んだ追跡渦による誘起速度の影響 である.x/De=2.0では,噴流中心付近に小さな二つ の極大が見られるが,これは渦の存在を示唆してお り,複合渦の変形過程で生じる渦によるものと思われ る.

短軸方向の分布は,短軸方向への渦の変形が大きい ために,その分布形状の変化も著しい.x/De=1.0の 分布では,追跡渦の影響により噴流中心に,また,先 行渦の通過により噴流中心の両側に極大が現れ



(a) Major plane

(b) Minor plane

Fig. 9 Turbulence intensity profiles of the excited rectangular jet

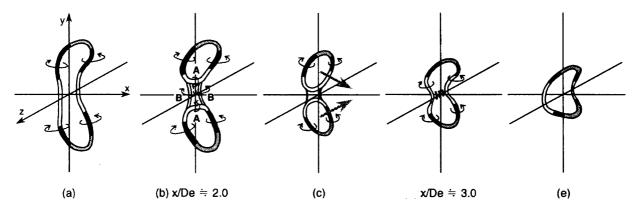


Fig. 10 Bifurcation-and-reconnection model of the compound vortex ring

る. x/De=2.0 では, 先行渦から分裂した小渦輪[図 4(c)参照]の影響により, 0.5< z/De < 0.9 に乱れ 増大域が現れる. また, 噴流中心近傍の極大は乱れ強 さの長軸方向分布x/De=2.0に現れている小さな2つの極 大と同様, 複合渦の変形によるものと考えられる.

先行渦と追跡渦の干渉によってできた複合渦の変形モデ ルを図10に示す.噴流中心近くの渦部はその間隔を狭 め,図10(b)のような渦のつなぎ替えが始まりブリッ ジ(橋)状の渦(図中のA)が生成され,図10(c)のように 長軸方向に分裂する.この分裂機構は,楕円渦輪の分 裂⁽⁶⁾と同様である.分裂した二つの渦輪は噴流中心方 向に傾いているために衝突し[図10(d)],噴流中心近 傍で再び渦のつなぎ替えにより結合し一つの渦輪[図 10(e)]を形成する.この再結合過程は,数値計算によ り示された機構⁽⁷⁾と同様である.このような分裂の際 に生じるブリッジ状の渦[図10(b)中の渦部A]によ り,図9(a)のx/De=2.0における噴流中心近くの極 大が現れたと思われる.また,図10(b)のBの渦部の 通過により,乱れ強さの短軸方向分布x/De=2.0に小さな 2つの極大が現れたと考えられる.

4. あとがき

励起されたアスペクト比4の長方形噴流の噴流拡散

機構を渦構造と関連させて検討した. 得られた結果を 要約すると以下のようになる.

- (1)速度場と渦構造の関連性を明らかにした.
- (2)励起された長方形噴流の拡散促進は渦の三次元的な 変形・干渉挙動によるものである.
- (3)三次元複合渦の変形・干渉模様の詳細を検討した.

文献

- (1)豊田, Hussain, F., 日本機械学会論文集, 55-514, B(1989), 1542.
- (2)豊田・白浜・小谷,日本機械学会論文集,58-545, B(1992),7.
- (3) 白浜・豊田・岡本,日本機械学会論文集,61-581, B(1995),7.
- (4)豊田・石田・平元・白浜,航空宇宙技術研究所特別資料 ,SP-33,「境界層遷移の解明と制御」研究会講演論文集 ,第17回・第18回,1996年9月.
- (5)平元・豊田,日本機械学会論文集,62-598,B(1996), 2202.
- (6) Hussain, F. and Husain, H.S., J. Fluid Mech., 208 (1989), 297.
- (7)Kida, S., Takaoka, M. and Hussain, F., Phys. Fluids., A1-4 (1989), 630.

出発直後から非対称流れが生じるまでの球後流の構造

白山 晋

A Transient Vortical Structure of Flow Past a Sphere

by

Susumu SHIRAYAMA

3-10-6-108 Uehara, Shibuya-ku, Tokyo, 151

ABSTRACT

A transient vortical structure of flow past a sphere at moderate Reynolds numbers has been investigated using a computational method. As the Reynolds number increases, the vortical structure changes. First, a steady axisymmetric separated flow appears. Secondly, a steady non-axisymmetric flow is observed. And then, an unsteady flow structure occurs. In this paper, vortex lines are visualized in the wake region, and a mechanism of vortex shedding is discussed.

1. はじめに

球をすぎる流れにおいてもレイノルズ数(Re)の値の 増加とともに、いくつかの特徴あるパターンの変化が 観察されている。 まず, Re=20付近で剥離を生じる この後、剥離域の形状は涙型のものから楕円 $[1,2]_{\circ}$ 型のものへと変化し、剥離域は大きくなるもののレイ ノルズ数が130以下では非定常流は観測されていない 近年、この130という値は低すぎるとされてい [3]。 るが、それでも、円柱をすぎる流れ場における双子渦 からカルマン渦列への移行と対比して考えると定常流 から非定常流に移行するレイノルズ数は大きい。 のため、円柱においては比較的容易に決定された定常 流れから非定常流れへの臨界レイノルズ数を確定する また、定常流から非定常流へ ことが球では難しい。 は軸対称流からのホップ分岐ではなく、標準分岐の後 にホップ分岐が起こることが指摘されている[4]。 の点については後述する。 いずれにしろ、軸対称流 から非軸対称流への遷移においても、はじめに観察さ れる非定常流でも対称面をもつことが見出されている。

流れが非定常性をもつと周期的に渦が放出される。 この点ではカルマン渦と同様であり、それに対応した ストローハル数が検出されている。 そのパターンは 渦列というよりは変形した渦輪のつながりという解釈 がされることが多い。 また、実験では対称面を保ち ながら一方向に偏りをもつ渦放出となるのに対し、数 値計算の結果は一方向のモードと対称面に対し上下の モードの二つの渦放出のパターンを示す。 これにつ いては非定常流となるすべてのレイノルズ数において 二つのパターンが共存する可能性とレイノルズ数によ る遷移の二通りの考えが示されている。 さらにレイ ノルズ数が大きくなると対称面の回転が生じる(一つ の渦放出が終わるまでは対称面は固定される)。 この 時点で実験においては、球自身が回転し、スパイラル 状の後流が観察されているようである。 但し,これ は球の支持の問題であると思われる。 数値計算では 流れ方向の軸まわりにモーメントが発生するが、正負

のモーメントが交互に起こり、平均すると角運動量は 保存される[5]。 レイノルズ数がある程度大きくなる と後流域で二つのストローハル数が観測され、あるレ イノルズ数を境に高周波成分が消滅するという報告が -つは渦放出に伴うもので,もう一つはレイ ある。 ノルズ数103の後半から起こりはじめる軸対称剥離せん 断層の不安定性に起因するものであるが、一方が消滅 するという臨界レイノルズ数の存在は最近の実験結果 によって否定されている[6](高レイノルズ数域まで二 つのものが見出されている)。 軸対称剥離せん断層の 不安定性は、さらに高レイノルズ数となると初期に形 成される渦輪のまわりにも高次の攪乱として現われる。 この高次の攪乱の発達によって渦輪が崩壊する可能性 があるはずである。

レイノルズ数10⁵となると境界層が乱流へ遷移し,平 均すると剥離点は後流側へ移動する。 円柱の抵抗の 急減現象に対し,球の場合は,平均の抵抗係数のReに 対する変化を調べると,比較的なだらかに減少するよ うであるが[7],この点はよくわかっていない。

レイノルズ数が変化すると様々なパターン現われ、そ れぞれにおいて,軸対称性が崩れることは古くから着 目されているが、この非対称な流れ場の構造は確定し ていない。 しかしながら、広いレイノルズ数の範囲 で、衝撃的出発による流れでも、静止状態からゆっく り加速した流れでも、初期渦として渦輪が形成し、そ の渦輪がある対称面をもって傾くことで軸対称の流れ 場が壊されることが、実験、数値計算によって明らか この初期の渦輪の傾きにより球 にされてきている。 表面の剥離域に二つの焦点を生じる [2]。 この焦点の付 近には一定時間,強いせん断応力が生じている。 周期 的な渦放出が発生しはじめるとこの応力は小さくなる。 オイルフローによる可視化実験では、特に高いレイノ ルズ数において、この初期に生じる焦点のパターンが 残るはずである。 このため実際とは異なる流れの構造 を類推してしまう危険性がある。

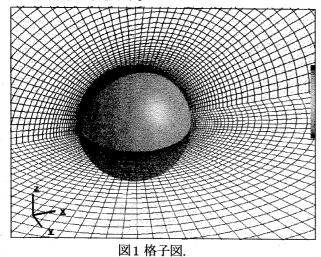
また,線形安定性解析によってもこの渦輪の傾きを 誘起する低次の攪乱(軸まわりに波数1のモード)が 励起することが確認されている。

初期における軸対称から面対称への移行は波数1の 攪乱により促されているようであるが、この攪乱の性 質は線形安定性計算の範囲でもすべてが明らかにされ たわけではない。 また、その後に生じるO(100)程度 のレイノルズ数における対称面を持つ周期的な流れ、高 レイノルズ数での非対称流れは、波数1の攪乱によっ ては予測できていない。 2次元円柱を過ぎる流れ場 における線形安定性解析から成長攪乱をもとにしてカ ルマン渦の発生を予測した成果とは何かしらの相違点 があるものと思われる。

本稿では、剥離後、軸対称から面対称への移行、さら に周期的な渦放出が起こる過渡的な現象について調べ る。いくつかのレイノルズ数に対して、この過程の メカニズムを明らかにするために数値実験を行う。 特にレイノルズ数が200から300の間に報告されてい る二種類の不安定性とそれに伴う遷移に着目し、渦放 出の二つのパターンが定常な非軸対称流れに起因して いるものかどうかを調べる。 具体的には傾いた渦輪 がそのままの状態で定常解に移行するという標準分岐 とその後のホップ分岐の間の攪乱の振る舞いに着目し、 線形安定性解析を数値的に行うことで、遷移を誘起す る攪乱について考察する。

2. 計算手法

本稿では非圧縮性流体に対するナビエ・ストークス 方程式を、MAC法と一次精度のFractional Step法の いずれかの方法で数値的に解析した。 図1に球の幾 何的な配置と格子を示す。



また、レイノルズ数が250程度までは定常解が得られるので、定常解を基本解として数値的な線形安定性解析を行う。 用いる方程式は以下の線形化したナビエ・ストークス方程式である。 速度 u と圧力pを基本場 (\mathbf{U} , P) と攪乱成分 ($\tilde{\mathbf{u}}$, \tilde{p}) に分ける。 攪乱成分に対する方程式は.

$$\nabla \tilde{\mathbf{u}} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}}\nabla)\mathbf{U} + (\mathbf{U}\nabla)\tilde{\mathbf{u}} = -\nabla \tilde{v} + \frac{1}{-\Delta}\Delta \tilde{\mathbf{u}}.$$
 (2)

$$\tilde{p} + \frac{1}{Re}\Delta \tilde{\mathbf{u}},$$
 (2)

となる。 これらの方程式を離散化すると、攪乱成分 $(\tilde{\mathbf{u}}^{n+1}, \tilde{p}^{n+1}) \geq (\tilde{\mathbf{u}}^n, \tilde{p}^n)$ に対する線形方程式が得られ

るので、係数行列の固有値を求めることで線形安定性 を調べることができる。 固有値を求める方法はいくつ かのものがあるが、ここではEriksson-Rizzi[8]をベー スとした千葉の方法[9]を、線形化した攪乱成分に対す る方程式に適用する。

3. 結果

はじめに(i)の場合であるが、図2に示す軸対称の定 常解が得られた。実は出発条件の問題で初期に非軸 対称の攪乱が混入してしまう。計算を進めるにつれ、 この攪乱の消えることが図3に示す*CyとCz*の時間変化 からわかる。本稿と同様の手法で行った過去の計算 でも攪乱が減衰することが示されている[1]。他の実 験、数値計算での非軸対称流に遷移するレイノルズ数は 175~250と報告されている。種子田の130という結果 [3] は主流の乱れと球の支持の影響であると思われる。

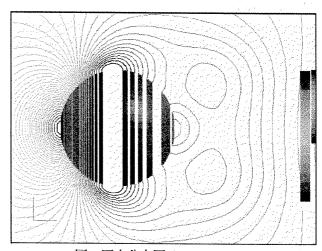


図2 圧力分布図 (Re=200).

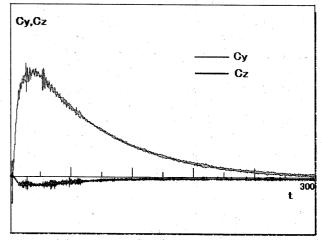


図3 Cy,Czの時間変化 (Re=200).

次に(*ii*)の場合であるが、圧力分布でみると傾いた 渦輪が定常的に存在していることが示される(図4)。 $C_y \ge C_z$ の時間変化もこのパターンを示唆している (図5)。 つまり,軸対称物体を過ぎる定常な非軸対 称流れが存在するわけである。 この構造は後に現れ る一方向に偏った渦放出を説明するものと思われる。

図4 圧力分布図 (Re=240)

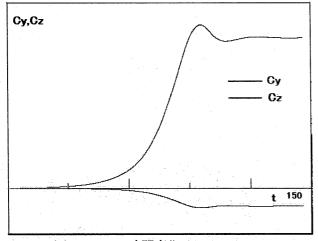


図5 Cy, Czの時間変化 (Re=240).

(iii)の場合であるが、傾いた渦輪が対称面を保ちな がら,対称面に直角な軸を持って振動し,渦放出を行っ ている様子が捉えられた。 図6に圧力分布の時間変化 図7に C_y と C_z の時間変化を示す。 を示す。 レイノ ルズ数が500の場合, 渦線の時間変化を可視化した結果 として、軸対称から面対称への移行が初期渦輪の傾き で起こることは確認されている[2]。 ChitRe = 280Re = 500では、その後の の場合でも同じであろう。 渦構造を決定するために重要な要素は、流れ方向の対称 面に垂直な断面に置かれた渦輪を中央で二つ折とした 様な形状の渦要素であることがわかっている(図8)。 この要素が境界層と干渉し、カルマン渦に似た周期的な 渦放出を誘起しているようである。 一方, Re = 280では、基本流として傾いた渦輪が定在しているようで この点が*Re* = 500の場合と異なる。 ある。

図9にRe = 280の物体表面と対称面での絶対渦度分 布の時間変化を示す。 また、図10は瞬間渦線を表し ている。Re = 280の絶対渦度、および、渦線分布か らは近傍場に初期渦と同様の強い傾いた渦輪が観察さ れる。 Re = 500の場合のように初期渦が流された後 に別の構造が現れるのではなく、基本流として傾いた 渦輪が残り、別のメカニズムで渦放出が起こっている 可能性がある。 現時点ではこれ以上のことはわから なかったが、このようなVortex Loopの時間変化を力 学的に解釈することによっても流れ場の遷移過程が定 性的に予測できることが示されたと思われる。

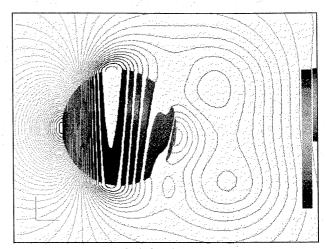


図6a 圧力分布図 (Re=280).

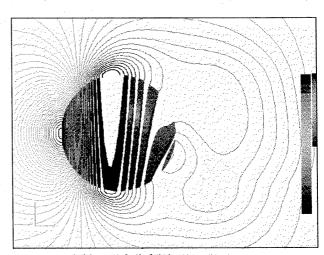
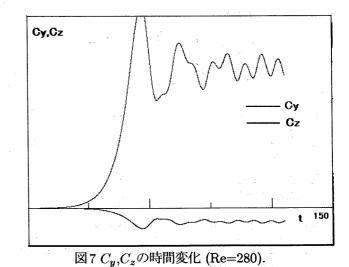


図6b 圧力分布図 (Re=280).



球を過ぎる流れ場における定常流から非定常流に移 行するレイノルズ数は比較的大きいといってよい。 剥離域は大きく、かつ、剥離域後の軸対称せん断層を 確定するための後流域は球直径の10倍以上はあるもの と思われる。 領域を大きくとらないと流出境界条件 の影響が現われてしまう。 事実,前節で示した線形 安定性解析は領域の取り方,格子,境界条件の影響を 強く受け,現時点ではうまくいっていない。

今回の計算から軸対称を破るはじめの遷移は標準分 岐である可能性が高く、その後、ホップ分岐に到ると 思われる。 但し、Tomboulides らの計算も今回の計 算もこの傾向をとらえているものの正当性を与えるま での精度はないと考えられる。 つまり、主流場を確 定することも難しく、数値的な線形安定性解析を精度 よく行うためには空間分解能も不足している。 この ため、*Re* = 280 と *Re* = 500の渦構造の違いも確証を 得ることができなかった。 研究を進めるにはさらに 多くの計算結果が必要である。

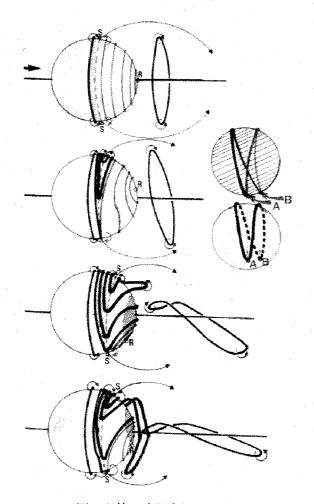


図8 渦線の時間変化 (Re=500).

参考文献

- 1. Shirayama, S. and Kuwahara, K.,AIAA-87-0461,1987.
- 2. Shirayama, S., AIAA Journal, vol.30, no.2, 1992.
- 3. Taneda, S., Journal of Physical Society of Japan, vol.11, no.10, 1956.
- 4. Tomboulides, A.G., Orszag, S.A. and Karniadakis, G.E., AIAA-93-0546.
- 5. 白山 晋,"三次元流れの剥離構造の数値的研究", 東京大学工学博士論文,1987年4月

- 6. Kim,H.J. and Durbin, P.A., Phys. Fluids **31**(11),1988.
- 7. Achenbach, E., J. Fluid Mech. vol.51(3),1972.
- 8. Eriksson, L.E. and Rizzi, A., J. Compt. Phys. vol. 57, 1985.
- 9. 千葉 賢, 航技研特別資料 SP-33, 1996.

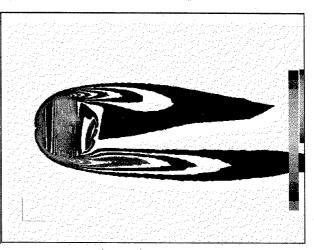


図9a 絶対渦度分布図 (Re=280)

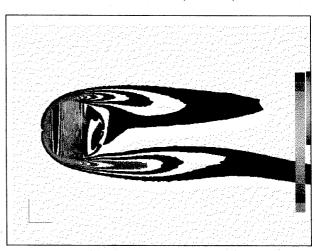


図9b 絶対渦度分布図 (Re=280)

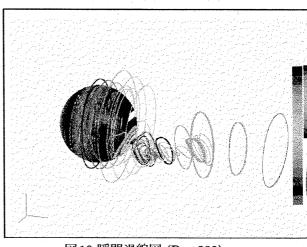


図10瞬間渦線図 (Re=280)

非定常非理想気体流れ現象解明への CFD アプローチ

山本 悟東北大学

CFD Approach for Unsteady Flow Investigation in Non-perfect Gas

Satoru Yamamoto

Dept. of Aeronautics and Space Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Two computational codes for investigating unsteady flow in non-perfect gas involving shock/shock or shock/vortex interactions are presented. One is developed for calculating unsteady hypersonic shock/shock interference flows associated with thermochemical nonequilibrium effect. Another code is developed for the simulation of unsteady shock/vortex interactions associated with nonequilibrium condensation effect. Both codes employ the higher-resolution shock-vortex capturing method composed of the 4th-order compact MUSCL TVD scheme and the maximum 2nd-order implicit scheme. The calculated results suggest that the non-perfect gas assumption is absolutely necessary to get real flow characteristics in those nonequilibrium flows.

1. はじめに

圧縮性流れの数値解析は現在広く行われてい るが、ほとんどの場合において圧縮性ナビエ・ ストークス方程式と、比熱比を₂ = 1.4 もしく $large \gamma = const. とした理想気体の状態方程式が解$ かれている。ここではエンタルピーや内部エネ ルギーが温度のみの関数で表される。しかしな がら、実際の大気は N_2 、 O_2 をはじめとした各 化学種からなるとともに水蒸気を含んでいる。 化学種はある条件下では化学反応を起こす。さ らに、水蒸気は大気環境に応じて水や氷に相変 化を起こす。したがって、理想気体を仮定した 従来の方法では、これらのより現実的な流れを 数値解析することができない。本研究の目的は、 まずこれら非理想気体中における流れを数値解 析するために CFD アプローチを開発すること である。厳密には、非理想気体はいわゆる「実 在気体」を示すかもしれないが、極低温や超高 温時の分子間力までは現時点では考慮しない。 ここでは、次の2つの流れを非理想気体中にお ける流れと定義する。すなわち、(1)熱・化学 非平衡流れ、(2) 非平衡凝縮を伴う気液二相流 れ。熱・化学非平衡流れの数値解法はすでにい

くつも提案されており、典型的な計算コードも Candler¹、Gnoffo²、Park³ などによって開発 されている。化学反応モデルとしては、Park に よって開発された並進・回転温度と分子振動・ 電子励起温度からなる 2 温度モデル⁴ が広く採 用されている。一方、非平衡凝縮を伴う気液二 相流れの中で、高湿度中の遷音速流れの数値解 法が Young⁵ や Schnerr⁶ によって提案されてい る。ここでは、水蒸気の凝縮を伴う相変化が古 典凝縮論による近似されている。

本研究のもう一つの目的として、非理想気体 中における非定常流れ、特に衝撃波と渦を伴う ような非定常流れを数値解析して、熱・化学非 平衡や非平衡凝縮に伴うこれらの現象を解明す ることである⁷。そのための数値解法には、空 間方向に4次精度コンパクト MUSCL TVD (FCMT) スキーム⁸と近似リーマン解法 (Roe スキームもしくは AUSM スキーム⁹)を、時間 方向には最大 2 次精度陰解法 (近似因子化法¹⁰ か LU-SGS スキーム¹¹)を用いる。具体的な数 値計算例として、熱・化学非平衡と伴う非定常 極超音速衝撃波干渉流れと高湿度中の高迎角翼 周りにおける非定常遷音速流れを数値解析し、 計算により得られた非定常流れ現象について説 明する。

2. 基礎方程式

本研究の非理想気体流れの基礎方程式は、2 次元の一般曲線座標系で次のように書き表すこ とができる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + S_P + S_{NP} + H_{NP} = 0 \quad (1)$$

Q は未知変数ベクトル、 F_i , S_P は流束ベクトル、拡散項ベクトル。 S_{NP} と H_{NP} は、非理想気体の仮定に伴う拡散項ベクトルと生成項ベクトルを表す。このうち、Q、 F_i , S_P は次式で定義される。

$$Q = J \begin{bmatrix} q_{1} \\ \vdots \\ q_{n} \\ \rho u_{1} \\ \rho u_{2} \\ E \end{bmatrix}$$

$$F_{i} = J \begin{bmatrix} q_{1}U_{i} \\ \vdots \\ q_{n}U_{i} \\ \rho u_{1}U_{i} + \partial \xi_{i}/\partial x_{1}p \\ \rho u_{2}U_{i} + \partial \xi_{i}/\partial x_{2}p \\ (E+p)U_{i} \end{bmatrix}$$

$$S_{P} = -J \frac{\partial \xi_{i}}{\partial x_{j}} \frac{\partial}{\partial \xi_{i}} \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{kj}u_{k} + \kappa \partial T/\partial x_{j} \end{bmatrix}$$

i.j.k = 1,2. ρ , u_i , U_i , E、 p は全密度、平均物理速度成分、平均反変速度成分、単位体積当たりの全エネルギー、そして静圧である。 τ_{ij} は粘性応力テンソル。n は未知変数に $q_s(s = 1, \cdots n)$ を持った全方程式数を意味し、たとえば、本研究の熱・化学非平衡流れの基礎方程式では、n = 6 であり、 N_2 , O_2 , NO, N ならびにO の5 個の質量保存則と1 個の分子振動エネルギー方程式からなる。すなわち、 $(q_1, q_2, q_3, q_4, q_5, q_6) = (\rho_{N_2}, \rho_{O_2}, \rho_{NO}, \rho_N, \rho_O, E_v)$ 。一方、湿度を考慮した非平衡凝縮を伴う気液二相流れでは、n = 1

4 であり、乾燥空気、蒸気、水滴そしてその数 密度の質量保存則からなる。すなわち、

 $(q_1, q_2, q_3, q_4) = (\rho_{gas}, \rho_{vapor}, \rho_{liquid}, \rho_{nliquid})$ $S_{NP} \ge H_{NP}$ は、熱・化学非平衡流れの場合、

$$S_{NP} = J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} q_1 v_{1j} \\ \vdots \\ q_5 v_{5j} \\ q_{vj} + q_k e_{vk} v_{kj} \\ 0 \\ 0 \\ q_k v_{kj} h_k \end{bmatrix}$$
$$H = -J \begin{bmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_5 \\ W_v \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (i, j = 1, 2; \ k = 1, 3)$$

 v_{kj} 、 h_k は q_k に対応する化学種の拡散速度成 分ならびに単位質量当たりのエンタルピー。 q_{vj} は分子振動熱流束。 H に組み込まれる化学反 応モデルや振動緩和時間は主に Park モデル⁴ を 用いた。粘性および拡散速度モデルは、 Blottner¹² と Lee¹³ に基づく。

一方、本研究の気液二相流れの基礎方程式で は、均質流の仮定から、 S_{NP} は省略される。 H_{NP} は、 $H_{NP}^{T} = -J(0 - \Gamma \Gamma \rho I 0 0 0)$ で 与えられる。ただし、 $\Gamma \ge I$ は、液相の質量生 成率ならびに凝縮核生成率。

熱・化学非平衡流での、単位体積当たりの全 内部エネルギーならびに圧力は、次式で定義さ れる。

$$E = \sum_{k=1}^{5} q_k C_{vk} T + \frac{1}{2} \rho u_j u_j + E_v + \sum_{k=1}^{5} \rho_k h_k^0$$
(2)

$$p = \sum_{k=1}^{5} \rho_k \frac{R}{M_k} T \tag{3}$$

ここで、T、Rは、並進・回転温度、ガス定数。 C_{vk} , h_k^0 ならびに M_k は各化学種の定積比熱、 生成エンタルピー、分子量。

一方、気液二相流れでは、圧力の状態方程式 ならびに音速が次式のように近似される¹⁴。

$$p = \rho RT(1-\beta) \tag{4}$$

$$c = \left[\frac{C_{pm}}{C_{pm} - (1 - \beta)R} \; \frac{p}{\rho}\right]^{1/2} \tag{5}$$

ただし、

$$R = \left(\frac{\rho_a R_u}{\rho_g M_a} + \frac{\rho_v R}{\rho_g M_v}\right)$$

 $<math>
 \rho_a \propto M_a$ は、乾燥空気の密度と分子量、 $\rho_g \propto M_g$ は、水蒸気を含んだ空気の密度と分子量。 C_{pm} は、水蒸気を含んだ空気と水滴の定圧比熱を質量分率 $\beta
 で線形補間して計算する。$

3. 数值解法

3.1 非定常熱・化学非平衡流計算コード

本数値解法については、前報[15] に詳細を説 明している。この中では、以下の4つの差分ス キームが用いられている。

- a) FCMT $\lambda = -\Delta^8$.
- b) 最大2次精度 LU-SGS スキーム¹¹。
- c) AUSM_DV $\lambda = 4^{9}$
- d) 対角化点陰解法¹⁶。

3.2 非定常気液二相流計算コード

本数値解法はすでに前報[17]に詳細を説明している。この中では、以下の3つの差分スキームが用いられている。

- a) FCMT $\lambda + \Delta^8$
- b) 修正流束ベクトル分離法⁸。

c) 最大 2 次精度对角化近似因子化法¹⁰。

4. 数值計算例

4.1 非定常極超音速衝撃波干渉流れ¹⁸

熱・化学非平衡を伴った非定常極超音速衝撃 波干渉流れを数値解析し、理想気体の場合の計 算結果と比較する。計算条件は、一様流マッハ 数、8.03、一様流並進・回転温度、800.0[K]、 一様流圧力、985.01[Pa]、一様流入角、0[deg]。 入射衝撃波背後の流れ角を12.5[deg]とする。 レイノルズ数は7.0 × 10⁴。一様流の $N_2 \ge N$ の質量比は、95.4% and 0.46%。一方、理想気 体の条件として、一様流温度、111[K]を与え た。入射衝撃波の入射位置として、 $\theta = -11$ の場合について計算した。用いた計算格子の格 子点数は、271 × 171。 Fig.1(a)、1(b) には、理想気体の場合の異なった時間での瞬間温度分布を示す。Fig.2(a)、2(b) には、熱・化学非平衡を考慮した場合の異なった時間での瞬間温度分布を示す。

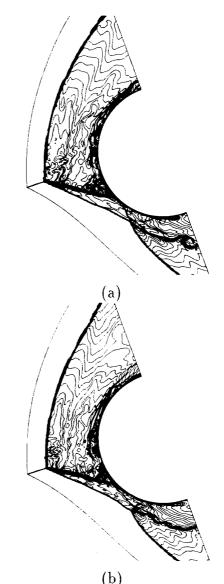
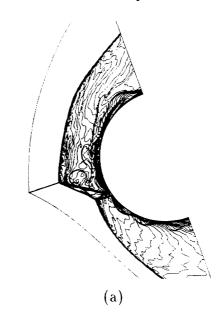
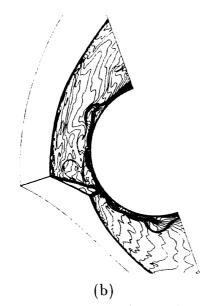
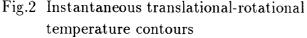


Fig.1 Instantaneous temperature contours







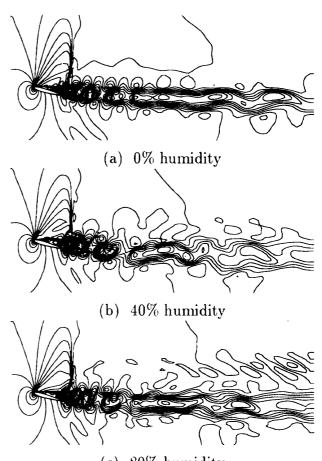
両者を比較すると、熱・化学非平衡性に伴い、 離脱衝撃波の離脱距離が大幅に減少している。 それに伴い、衝撃波干渉タイプがTYPE III か ら TYPPE IV に変化しているのがわかる。流 れの非定常性については、いずれに関しても衝 撃波干渉点からせん断層が形成され、後者の場 合ではそれが超音速ジェットとなって鈍頭物体 に衝突し、自励振動を起こしながら物体近傍に 超音速せん断層の脈動流を形成している。

4.2 非定常遷音速高迎角翼周り流れ¹⁷

迎角 15°の NACA0012 翼周りの非定常遷音 速流れを湿度を考慮して数値解析する。計算に 用いた計算格子は、Overset 格子で、翼周りの C型格子 (121 × 41)と一様流れ場の直交格子 (121 × 101)からなる。計算条件として、一様 流マッハ数、0.8、レイノルズ数、6.0×10⁶で 計算した。相対湿度が0(乾燥空気)%、40%、 80% の3種類について計算結果を比較する。

Fig.3(a)-(c)には、瞬間マッハ数分布を示す。 いずれの湿度についても、翼負圧面上に衝撃波 と大きく剥離した境界層が示されており、お互 いに干渉して周期的な渦を放出している。しか しながら、その渦は翼下流に行くにしたがって 異なった構造を示している。特に、湿度の増加 に伴って渦構造の崩壊がより早く起きており、 下流域はより乱されている結果となった。

Fig.4(a)(b)には、相対湿度40%と80%にお ける凝縮に伴う水滴の瞬間質量分率分布を示す。 これらから、水滴は翼近傍から発生していると 同時に後流域においても発生し、お互いに下流 域で合流して液相として流れていくのがわかる。 液相の支配領域は、相対湿度が80%の方が広く、 かつ発生している水滴の質量も多い。いずれに も共通した興味深い液相の構造として、渦が発 生している周辺には水滴が存在していない。こ れは、渦中心で核が生成されたのちに、その周 辺で凝縮が起こり、発生した水滴が渦の慣性力 により渦外縁方向に飛ばされるためではないか と推測される。結果的にこの、いわゆる「ホー ル領域」が後流全体を不安定にすることにより、 湿度の増加に伴って後流域での渦が早く崩壊す るのではないかと考えられる。



(c) 80% humidity Fig.3 Instantaneous Mach number contours



(a) 40% humidity



(b) 80% humidityFig.4 Instantaneous condensation mass fraction rate contours

5. まとめ

非理想気体中の非定常流れ現象を解明する目 的で、熱・化学非平衡を伴った非定常極超音速 衝撃波干渉流れ、ならびに非平衡凝縮を伴う高 湿度中の非定常遷音速流れを数値解析するため のそれぞれの計算コードを開発した。計算によっ て得られた結果から、これらの流れを解明する ためには、少なくとも非理想気体の仮定が必要 であることが理解できる。今後もこれらの計算 コードを改良してゆく必要があり、たとえば乱 流現象との関連性についてもより正確に解明で きるような乱流のモデリングが必要であろう。

参考文献

- Candler, G.V. and MacCormack, R.W., J. Thermophysics and Heat Transfer, 5 (1991),266-273.
- 2. Gnoffo, P.A., AIAA Paper 89-1972-CP, (1989).
- Park, C. and Yoon, S., J. Spacecraft, 28 (1991), 31-39.
- Park, C. et al., J. Thermophysics and Heat Transfer, 7(1993), 385-398.
- 5. Young, J.B., Trans. ASME. J. Turbomachinery, **114**(1992), 569-579.
- Schnerr, G.H., Comp. & Fluids, 22(1993), 103-116.
- Yamamoto, S., Proc. 15th Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics. Monterey, (1996), in press.
- Yamamoto, S. and Daiguji, H., Computers & Fluids, 22(1993), 259-270.
- Wada, Y. and Liou, M.-S., AIAA Paper 94-0083, (1994).
- Yamamoto, S. and Daiguji, H., AIAA Paper 92-3044,(1992).

- Yamamoto, S. and Kano, H., AIAA Paper 96-2152, (1996).
- Blottner, F.G. et al., Report No.SC-RR-70-754, Sandia Lab., (1971).
- 13. Lee, J.H., Progress in Aeronautics and Astronautics, **96**(1985), 3-55.
- Ishizaka, K., Ikohagi, T. and Daiguji, H., Proc. of 6th ISCFD, 1 (1995), 479-484.
- Nagatomo, H., Yamamoto, S. and Daiguji, H., Proc. of the Third ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference, (1996), 39-44.
- Eberhardt, S. and Imlay, S., J. Thermophysics and Heat Transfer, 6 (1992), 208-216.
- Hagari, H. and Yamamoto, S., Proc. of Int. Conf. on Fluid Engineering, ICFE '97, III, (1997), 1701-1706.
- Yamamoto, S., Takasu, N and Nagatomo, H., AIAA Paper 97-2553, (1997).

撹乱を受けた圧縮性満

前川 博*渡辺 大輔* 大沼 大輔*

Compressible Viscous Vortex Perturbed in a Supersonic Flow

by

Hiroshi Maekawa, Daisuke Watanabe and Daisuke Ohnuma

Univ. of Electro-Communications

ABSTRACT

The evolution of two-dimensional unsteady viscous vortices perturbed by a plane compression /expansion wave or an acoustic wave has been simulated numerically. Direct numerical simulations of the time-dependent compressible Navie-Stokes equations are performed using spectral collocation method. The numerical plane wave deformation shows a very good agreement with the observation in the experimental results done in a shock tube. The results of the vortex array simulations perturbed by an acoustic wave array show that the vortex core represented by density/pressure contours oscillates with a relative phase difference of $\pi/2$, which synchronizes with an acoustic wave array. The creation of vortices that is attributed to the influence of baroclinic and dilatational effects is found after the passage of a plane compression wave.

Key Words: DNS, Shock wave, Compressible viscous vortex, Baroclinic torque, Dilatation effects

1. まえがき

圧縮性乱流の特徴の一つは衝撃波などの影響によっ て乱流構造が非平衡となり,非圧縮性乱流には見られ ない乱流構造の発達を示す^{[1][2]}.その機構の解明は圧 縮性乱流モデルの開発にとっても重要であるがこれま で十分に研究されていない.本研究では乱流構造の基 本的な構造要素である渦が圧縮波/膨張波が存在する 中でどのように振る舞うか DNS を使って調べた。

2. 計算方法

2.1. 圧縮性粘性渦

圧縮性粘性渦の解析解は今まで知られていない。渦 と圧力波との相互作用に関する DNS コードを作るた めに、以下のような圧縮性渦を仮定する。非圧縮性渦 は De Neufville(1957) によって以下のように与えられ ている。

u

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(r,t) &= \sum_{m=0}^{\infty} C_m t^{-(m+1)} exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \\ &\times L_m\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right), t > 0 \end{aligned} \tag{1}$$

ここで、 C_m は Laguerre 多項式 L_m の直交性から決定 される。m = 0の場合は Oseen(1912) によって見出さ れた渦で、m = 1の場合が Taylor(1918) によって与え られた渦である。これらの渦は周方向速度のみをもち、 動径方向速度成分はない。本研究では、この Gauss 分 布をもつ渦を圧縮性渦の初期条件として与える。圧力 は非粘性運動方程式より

$$\frac{dp}{dr} = \rho v^2 / r \tag{2}$$

と与える。密度の与えかたには任意性があり,例えば 等エントロピー条件を課すこともできるが,ここでは 密度一定とした。

2.2. 支配方程式

支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナ ビエ・ストークス方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0$$
(3)

$$\frac{\partial \left(\rho u_{i}\right)}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho u_{i} u_{j}\right)}{\partial x_{j}} = -\frac{\partial p}{\partial x_{i}} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_{j}}$$
(4)

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial \left(E_T u_j \right)}{\partial x_i} = -\frac{\partial \left(p u_j \right)}{\partial x_i} + \frac{\partial \left(u_i \tau_{ij} \right)}{\partial x_i} - \frac{\partial q}{\partial x_i} (5)$$

ただし、支配方程式は初期渦の主流速度と計算領域の 基準長さ、初期密度 ρ_0 および粘性係数 μ_0 によって無次元 化されている.計算方法として空間微分には差分法よ り少ない格子点で高い精度を得ることのできる擬スペ クトル法、時間発展に4次のルンゲ・クッタ法を用い直 接計算を行った.計算に用いる座標系の原点は計算領 域の左端とする.計算領域は $0 \le x \le 4$, $-2 \le y \le 2$ である.この平面上に渦を置き、導入する圧力波は初 期条件として主流方向に Gauss 分布をもつ圧力分布を 与える。主流のマッハ数は $M_0 = 1.1$ である。一つの渦 の強さは最大回転速度に基づくマッハ数で $M_* = 0.17$ である.渦の回転速度は式(1)におけるm = 1の場 合に対応する渦を用いて

$$v_{\theta} = \frac{Cr}{R_c^2} exp\left(-\frac{r^2}{2R_c^2}\right) \tag{6}$$

 R_{c} は最大周速度の渦半径 ($R_{c} = 0.15$) であり、Cは渦 の強さを表す。回転速度は遠方で速やかに0に漸近し 渦核半径の3倍でおおよそその速度が0になる.計算 領域の境界条件は x -方向 y -方向共に周期境界条件を 用いた.時間ステップは dt = 0.001 である。

一方, 渦と音波の干渉問題では、y方向において物理 空間を、 $-\infty < y < \infty$ とし、写像関数 $y = -acot(\pi\xi)$ を用いた mapped フーリエ法を使用する^[3]. a は伸張 パラメータを表し本研究では a = 0.8 で計算した. 計 算領域は $0 \le x \le 2$, $-\infty < y < \infty$ で, また計算 領域の中心に渦を初期条件として置く. 一様流のマッ ハ数は $M_0 = 1.0$, 渦の強さは最大回転速度に基づく マッハ数で $M_v = 0.02$ であり回転方向は時計回りであ る。x 方向 の境界条件は周期境界条件である. 時間ス テップは dt = 0.00025 刻みで計算した. レイノルズ数 は Re = 10000 とし計算に用いたグリッドは 64×64 である.

3. 計算結果および考察

3.1. 孤立渦と圧力波の干渉

初期条件として置かれた圧力平面波は時間とともに 2つに分れ、主流が存在するため上流に向う平面波は 定在し、下流に向う平面波はさらに下流に置かれた渦 を通過する。平面波内部は伝播方向に切り立って圧縮 と膨張領域をもつ。圧力平面波が孤立渦中心を通過す るまでの時間経過に伴う圧力変化の様子を Fig. 1 に示 す. 渦を導入したときの音波が渦を中心に広がってい き,その音波と平面波が干渉し圧力と密度の変化が生 じる。その後、圧力波が渦を通過する際、渦の回転に より圧力波に変形が生じる. Fig.1 に示すように、渦の 回転により流れが加速されている側の圧力波前面は圧 力が上昇し減速される側は圧力が下降するため圧力波 前面に歪みがおこる。反射波の後方には precursor と 呼ばれる圧力変動が存在する.その周りの圧力変動が 動径方向に伝播する様子を圧力波の圧力場を差引いた 差圧 $(p - p_{\bullet})$ の分布から理解することができる。対に なった圧力変動が渦を中心として遠方に広がっていく。

圧力波の通過に伴う渦形状の変化は小さい.しかし 渦度を見ると圧力波通過により渦度の最大値は Fig.2 のように変化する.圧力波が強いほどその変化は大き くなることが観察される.また渦の後方にも新たな渦 が発生している.この新しい渦度の発生要因は渦度方 程式によって説明できる.渦度方程式は

$$\frac{\partial \omega_3}{\partial t} + U_c \frac{\partial \omega_3}{\partial x_1} = -(u_1 - U_c) \frac{\partial \omega_3}{\partial x_1} - u_2 \frac{\partial \omega_3}{\partial x_2} - \omega_3 (\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2}) + \frac{1}{\rho^2} (\frac{\partial P}{\partial x_1} \frac{\partial \rho}{\partial x_2} - \frac{\partial \rho}{\partial x_1} \frac{\partial P}{\partial x_2}) (7)$$

と表される. 圧力波の勾配が大きくなるにしたがって 右辺の第3項の膨張項の大きさが大きくなる. その結 果, 渦度と相互作用して新たな渦度が発生して渦度分 布の変形をもたらすことが理解できる。また, 圧力波 通過に伴う密度勾配と圧力勾配が存在するため第4項 より新たな渦度が発生することが理解される. Fig. 3 は孤立渦の渦度を差引いて表現したものであり, 渦内 部に上下に反対向きの渦度が形成されていることが分 かる。一方, 外の渦度は小さいものの対の渦度分布が 音速で動径方向に伝播し, 一様流非回転領域に渦度が 音波とともに運ばれていくことが分かる。

3.2. 渦と音波列の干渉

x 方向で周期境界条件を課しているため渦と音波列 の干渉がおきる。干渉してからの圧力変化の時間経過 を Fig4 に示す。外部から入ってくるエネルギーがな いため渦中心と渦と渦の中間地点を起点として、音波 による圧力と密度が周期的に変動を繰り返す様子が見 られる.また渦内部でも圧力変動が観察された.渦内 部の圧力分布と密度分布は互いの位相を 90 度変え、音 波が両側から渦内部を通過する度に縦長や横長に振動 していることが認められた。しかし、渦度分布は新た に加えられる渦度が小さいことよりほとんど変化しな い。温度分布の変化は小さいが圧力分布の方向と一致している。

4. まとめ

(1) 圧力波の通過により渦度膨張項の影響により渦 度が強くなる。

(2) 圧力変面波と渦からでた音波により一様流中に 新たな渦度が発生する.それは、渦度輸送方程式の右 辺の傾圧項によって説明される。

(3) 渦の回転により圧力波面が変形する。

(4)音響波と渦内部の干渉により渦内部の圧力/密 度分布が周期的変化する.

参考文献

[1]Spina, E.F., Smits. A. J. and Robinson. S.K. Annu., Rev., Fluid Mech., 26(1994), 287.
[2]Lele, S.K. Annu., Rev., Fluid Mech., 26(1994), 287.

[3]Maekawa et al. JSME Int. J., 39-4 (1996), 692.

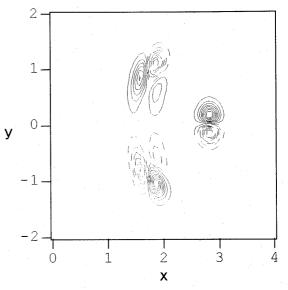
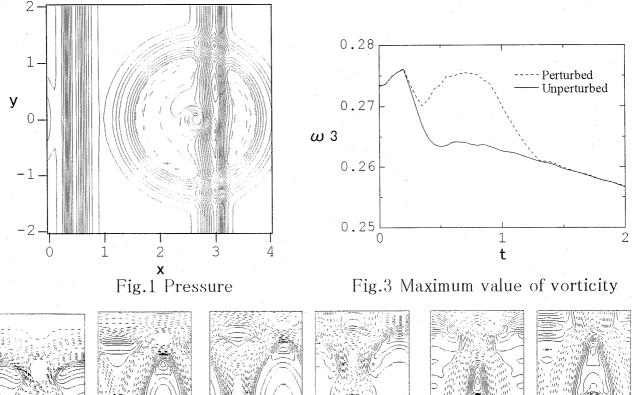


Fig.2 Vorticity difference



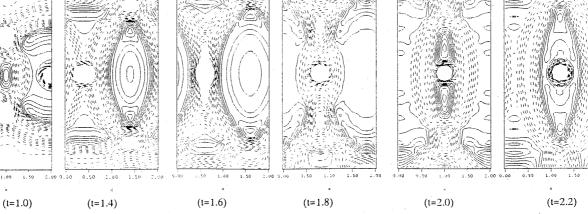


Fig.4 Pressure

.

Adverse-Pressure-Gradient Effects in Three-Dimensional Swept-Wing Flows

Gary N. Coleman¹, John Kim¹ and Philippe R. Spalart²

¹UCLA Mechanical & Aerospace Engrg., 48-121 Engr. IV, Box 951597, Los Angeles, California, 90095, USA

²Boeing Commercial Airplane Group, P.O. Box 3707, MS 67-LM, Seattle, Washington, 98124, USA

Abstract

Three-dimensional (3D) wall layers are studied by subjecting fully developed turbulent two-dimensional channel flow to mean strains characteristic of those induced by pressure gradients in boundary layers over swept wings. This is done by applying irrotational temporal deformations to the flow domain of a conventional channel direct numerical simulation code. The velocity difference between the inner and outer layer is controlled by accelerating the walls in the streamwise-spanwise plane, allowing duplication of the defining features of both the inner and outer regions. Strains imitating infinite-swept-wing boundary lay-ers both with and without adverse-pressure-gradients (APG) are considered. We find that while both strain fields alter the structure of the turbulence, the influence of the APG dominates over that of the pure skewing.

Keywords: three-dimensional boundary layers, adverse-pressure gradient, turbulence, direct numerical simulation

Introduction and Approach

Three-dimensional boundary layers (3DBLs) can be defined as wall layers with mean velocities that change not only magnitude but also direction; they thus possess nonzero mean streamwise vorticity. Here our attention is directed toward the pressure-driven nonequilibrium case, for which the 3DBL is created by an abrupt change in the mean pressure field to which the turbulence has not yet adjusted. (See Coleman, Kim & Spalart (1996; hereinafter referred to as CKS) for a discussion of the difference between pressureand shear-driven 3DBLs.) This choice is motivated by its relevance to many technically important flows (such as that over swept-wing aircraft), and by the fact that the physics of nonequilibrium 3DBLs is not yet well understood. Specifically, incompressible turbulent two-dimensional (2D) plane channel flow is subjected to spatially uniform irrotational strains characteristic of those induced in the outer region of engineering boundary layers by pressure gradients. We are thus able to capture the essential physics of spatially developing pressure-driven shear layers using a temporally evolving flow. Advantages of this approach, which is described in detail in CKS, and represented schematically for the case of a pure 3D-skewing strain in figure 1, include having a single well-defined initial condition (instead of dealing with the uncertainty associated with inflow and outflow boundary conditions), and being able to generate statistics by averaging over two homogeneous directions and both halves of the channel. Another is being able to use an unsteady one-dimensional problem to test and develop turbulence models for spatially evolving flows.

Solutions are obtained using direct numerical simulation (DNS); since all relevant scales of motion are resolved, no turbulence or subgrid-scale model is required. In contrast to previous DNS studies of strained flows, which assumed that both the strain and the turbulence were homogeneous (Rogallo 1981), here we apply a uniform strain to turbulence between two no-slip surfaces. The imposed strain field is given by the divergence-free irrotational deformation,

$$A_{ij} \equiv \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & 0 & \frac{\partial U}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial V}{\partial y} & 0 \\ \frac{\partial W}{\partial x} & 0 & \frac{\partial W}{\partial z} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

where

 $A_{11} + A_{22} + A_{33} = 0$ and $A_{13} = A_{31}$. (2)

Each point of the flow volume is affected by the strain (figure 1). This amounts to distorting the entire computational domain consisting of the two walls at $y = \delta(t)$ (where δ is the channel half-width, which when $A_{22} \neq 0$ will be a function of time) and the periodic boundaries in x and z. The fact that the walls deform complicates the comparison between the nearwall regions of the present and actual pressure-driven boundary layers. However, since the magnitude of the irrotational outer-layer strains are typically much smaller than the mean shear near the wall, and because the appropriate behavior of the near-wall rotational gradients can be approximated in a straightforward manner (see below), the significance of this formal inconsistency is limited. It is convenient at this point to differentiate between the irrotational and vortical mean fields observed by the turbulence. The former is prescribed by imposing the various A_{ij} components in (1); the latter is due to wall-normal variations of the mean velocity $\overline{\mathbf{u}}(\mathbf{y})$ between the no-slip channel walls. Note that the applied irrotational strains will affect both the turbulence and the rotational mean, since the streamwise and spanwise shear, $\partial \bar{u}/\partial y$ and $\partial \overline{w}/\partial y$ respectively, are the components of mean vorticity (i.e. both the perturbation and mean vorticity will be altered by A_{ij}). In order to subject the turbulence near the walls to the correct rotational mean gradient the following strategy is employed: the walls are accelerated in the x-z plane such that the difference between the mean channel centerline velocity $(\overline{u}_c, \overline{w}_c)$ and the wall velocity (u_w, w_w) varies in time at the same rate that the outer-layer velocity in the spatial flow changes as it convects downstream. For example, when the 2D APG strain given by $A_{11} = -A_{22} < 0$ is applied (with all other components zero), the difference between the mean streamwise velocity at the centerline and the wall, $\overline{u}_c - u_w$, follows $\overline{u}_c(0) \exp(A_{11}t)$ - since we desire $\partial(\overline{u}_c - u_w)/\partial t = (\overline{u}_c - u_w)A_{11}$. This accounts for the bulk deceleration caused by an APG

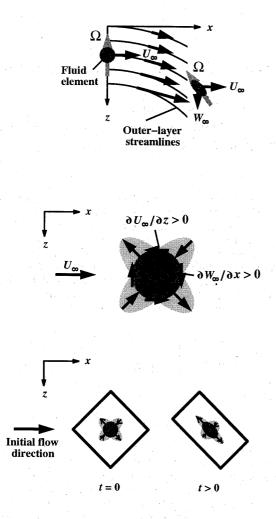


FIGURE 1. Schematic of 3D boundary layer. Top: Spatially developing analog. Middle: Strain applied to fluid element at x = 0 of spatially developing flow and at t = 0 of strained-channel DNS. Bottom: Initial and deformed domain of strained-channel DNS.

by diminishing the mean surface shear stress, and creates an 'inner layer' that propagates outward in time. In practice, instead of accelerating the walls the same result can be obtained by keeping the walls stationary and imposing a spatially uniform time-dependent pressure gradient that creates the same $\overline{u}_c(t)$ history. Since the two approaches are identical, for ease of visualization the DNS data presented below, which were generated with the moving-wall procedure, are plotted as if the nonzero pressure gradient had been used.

Two cases are briefly considered here, defined by the strain-rate components summarized in table 1. The DNS results are obtained using a modified version of the spectral channel code of Kim, Moin & Moser (1987). The reader is referred to Coleman, Kim & Spalart (1997) for a detailed discussion of the numerical approach, as well as a more complete presentation of the current (and other) cases.

Results

We begin by imposing the most general deformation allowed by (1). The resulting flow, denoted Case I,

Case	A_{13}	A_{11}	A_{22}	A_{33}
Ι	0.99	-0.99	1,98	-0.99
Ia	0.99	0	0	0

TABLE 1: Case parameters. (Strain magnitudes given in terms of initial u_{τ}/δ .)

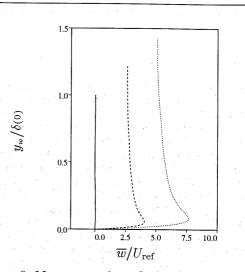


FIGURE 2. Mean spanwise velocity for Case I: — , $A_{13}t = 0;$ — , $A_{13}t = 0.10;$ … , $A_{13}t = 0.18$. Reference velocity $U_{\text{ref}} = 0.73u_{\tau}(0)$, where $u_{\tau}(0)$ is the surface friction velocity of the 2D initial condition; distance from the wall $y_w = \delta - |y|$.

duplicates the full complexity of a three-dimensional (3D) boundary layer, since lateral irrotational skewing $(A_{13} = A_{31})$, streamwise deceleration $(A_{11} < 0)$, lateral convergence $(A_{33} < 0)$ and wall-normal divergence $(A_{22} > 0)$ are all present. This strain field thus corresponds to that found in the 3D boundary layer experiments of van den Berg *et al.* (1975) and Bradshaw & Pontikos (1985); in the present study the initial flow direction is oriented at 45 deg to the principal strain axes in the *x*-*z* plane, which implies that instead of the 35 deg sweep angle of the 'infinite swept wing' experiments, the effective sweep angle is 45 deg, and A_{11} and A_{33} are equal.

The evolution of the Case I mean spanwise velocity is illustrated in figure 2. Two characteristics of pressure-driven 3D boundary layers can be seen: the growth of the layer thickness due to the streamwise deceleration/wall-normal divergence (i.e. the APG), and the 'instant' appearance of spanwise shear (mean streamwise vorticity) in the outer layer, due to the A_{13} -induced skewing of the mean spanwise vorticity. This latter 'inviscid skewing' mechanism dominates the behavior of the outer-layer mean velocity to the extent that when viewed in hodograph form (not shown) the \overline{u} versus \overline{w} curve is closely approximated by the Squire-Winter-Hawthorne expression (Bradshaw 1987). The strain also affects the relationship between the normal and shear-stress components of the Reynolds stress tensor. As shown in figure 3, the a_1 structure-parameter (the ratio of the shear-stress magnitude $\tau = (\overline{u'v'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/2}$ to twice the turbulent kinetic energy $q^2 = \overline{u'_i u'_i}$ is uniformly decreased. The significance of this reduction is twofold. From

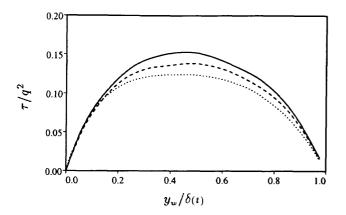


FIGURE 3. Structure parameter $a_1 = \tau/q^2$ for Case I: symbols as in figure 2. Reynolds shear stress $\tau = (\overline{u'v'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/2}$.

a fundamental point of view it implies that the efficiency of kinetic energy extraction from the mean by the turbulence has become less efficient. From a practical point of view it indicates an inaccuracy of turbulence models that assume a_1 is constant for all flows.

Structure parameter values smaller than that found in 2D layers have been observed in many 3D boundary layers - both shear- and pressure-driven, and equilibrium and nonequilibrium varieties (Bradshaw & Pontikos 1985, Moin et al. 1990, Schwarz & Bradshaw 1994, Eaton 1995, Johnston & Flack 1996). Some have proposed that this reduction is primarily a result of the spanwise shear. This hypothesis can be directly tested by comparing data from Cases I and Ia. Since the latter imposes the same skewing component upon the same initial conditions, but does so without also applying the normal components present in the Case I swept-wing straining field, the difference between the two simulations will be solely the result of non-skewing 'APG effects'. A comparison of the evolution of the structure parameter under the Case I and Ia strain fields indicates the dominance of APG strain over that of the pure-skewing effects. Figure 4 reveals only a slight change of a_1 due to nonzero A_{13} , while the change produced (after the same amount of skewing $\alpha \approx 10 \text{ deg}$) by the full strain field is much more profound. We conclude that for strain magnitudes of order u_{τ}/δ the infinite-swept-wing flow is less sensitive to pure skewing than to strains caused by adverse pressure gradients. Further support of this conclusion is given in Coleman et al. (1997).

Acknowledgements

This work is sponsored by the Office of Naval Research (Grant No. N00014-94-1-0016), Dr. L. P. Purtell program officer. Computer resources have been supplied by the NAS program at NASA-Ames Research Center and by the San Diego Supercomputer Center.

References

Bradshaw, P. 1987 Turbulent secondary flows. Ann. Rev. Fluid Mech. 19, 53-74.

Bradshaw, P. & Pontikos, N. S., 1985 Measurements in the turbulent boundary layer on an 'infinite' swept wing. J. Fluid Mech. 159, 105-130.

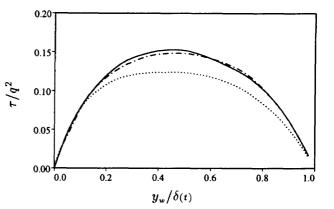


FIGURE 4. Structure parameter $a_1 = \tau/q^2$ for Cases I and Ia: ______, Case I and Ia initial condition, $A_{13}t = 0$ ($\alpha = 0 \text{ deg}$); ______, Case I at $A_{13}t = 0.18$ ($\alpha = 10 \text{ deg}$); ______, Case Ia at $A_{13}t = 0.20$ ($\alpha = 11.5 \text{ deg}$). Skewing angle $\alpha = \arctan(A_{13}t)$.

Coleman, G. N., Kim, J. & Spalart, P. R., 1996 Direct numerical simulation of strained three-dimensional wallbounded flows. *Exp. Thermal Fluid Science* 13, 239-251 (referred to herein as CKS).

Coleman, G. N., Kim, J. & Spalart, P. R., 1997 Direct numerical simulation of decelerated wall-bounded shear flows. To be presented at Eleventh Symposium on Turbulent Shear Flows, Grenoble, France, 8-11 September 1997.

Eaton, J. K. 1995 Effects of mean flow three dimensionality on turbulent boundary-layer structure. AIAA J. 33, 2020-2025.

Johnston, J. P. & Flack, K. A. 1996 Review – advances in three-dimensional turbulent boundary layers with emphasis on the wall-layer regions. J. Fluids Engr. 118, 219-232.

Kim, J., Moin, P. & Moser, R., 1987 Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. J. Fluid Mech. 177, 133-166.

Moin, P., Shih, T.-H., Driver, D. M. & Mansour, N. N. 1990 Direct numerical simulation of a three-dimensional turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* 2, 1846–1853.

Rogallo, R. S., 1981 Numerical Experiments in Homogeneous Turbulence. NASA Tech. Memo. 81315.

Schwarz, W. R. & Bradshaw 1994 Structural changes for a three-dimensional turbulent boundary layer in a 30° bend. J. Fluid Mech. 272, 183-209.

van den Berg, B., Elsenaar, A., Lindhout, J. P. F. & Wesseling, P. 1975 Measurements in an incompressible threedimensional turbulent boundary layer, under infinite sweptwing conditions, and comparison with theory. J. Fluid Mech. 70, 127-148.

Instability of streamwise vortices over a curved wall.

F. Bahri and Y. Kohama I.F.S, Tohoku Univ. 2-1-1 Katahira, Sendai, Japan.

Abstract

Curved streamlines generated by Görtler mechanism produce steady vortical structure, known as Görtler vortices. The nonlinear evolution of that vortices was experimentally investigated on a concave-convex curved model. Experiment indicated that the linear state can be brief and the nonlinear regime dominates the primary instability. It also revealed that the developed mushroomlike structures are almost observed in that nonlinear stage. Hot-wire measurement of the velocity field allowed reconstruction of the vortex structure. The wall-normal and spanwise profiles of the streamwise component of the velocity showed simple and multiple inflection points. The profiles become more complex as the flow field becomes more nonlinear state. Spectral analysis of the spanwise profiles of the streamwise component show that only some modes suffice to represent the velocity field in the nonlinear regime.

Introduction

Centrifugal instability of wall shear layers, known as Görtler instability (Görtler 1954) produces streamwise vortical structures growth in a laminar boundary layer. Görtler problem has at least tow particular characteristics that make it different from other instabilities. It has, usually, a curt linear regime that the vortices almost appear in the nonlinear regime. Depending on experimental conditions, the mode of the secondary instability, sinuous type or varicose type, depends upon the wavelength initially developed.

Many studies have investigated on the nonlinear evolution of Görtler instability. Most of that work presents a numerical studies, and it had been the subject of a number of investigations (Herbert 1976, Hall 1988, Floryan & Saric 1982, Sabry & Liu 1991, Lec & Liu 1992 and Li & Malik 1995).

The experimental works are less numerous (Bippes & Görtler 1972, Bippes 1978, Swearingen & Blackwelder 1987, Peerhossaini & Wesfreid 1988, Kohama 1987, Peerhossaini & Bahri 1997), making the numericalexperimental comparison difficult. In this investigation we report the results of an experimental studies of Görtler instability in the linear, nonlinear regimes and especially a decomposition by spectral analysis of the nonlinear evolution.

Experimental apparatus

Experiments were run on a concave-convex model fixed in a low-speed wind tunnel with a nominal free stream velocity of 2 m/s. The model, Figure 1, consists essentially of a concave part of 65 cm radius of curvature, followed by a convex one. A flat plate tangent to the convex wall at its summit, which can pivot around the center of curvature of the convex part, completes the working surface of the model. Spanwise wavelength are triggered artificially through a 0.2 mmdiameter wire grid vertically positioned at the leading edge. The wavelength is fixed to 30 mm.

Flow visualizations are performed by injecting smoke through a slit of 0.7 mm thickness inclined at 45°. The boundary layer is enlightened by an Argon laser sheet oriented normally to the wall at different streamwise positions. Görtler vortices are viewed by a camera mounted perpendicularly to the plane of the laser sheet.

Single hot-wire probe is used to measure the streamwise component of the velocity. The probe scans, at each streamwise location, the boundary layer cross-section in wall-normal and spanwise directions.

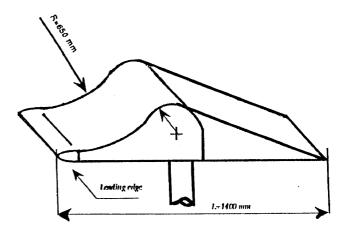


figure 1: Concave-convex model.

Results and discussion

Flow visualizations are performed at four streamwise positions located at x = 95, 260, 425 and 580 mm from the leading edge.

At the first location x = 95 mm from the leading edge smoke visualization don't reveal any significant rotating structure. At x = 260 mm, Figure 2 (a), a local growth "small hump" of smoke has been observed in back of each trigging wire. However, streamwise location x =425 mm shows three pairs of developed vortices presented in Figure 2 (b).

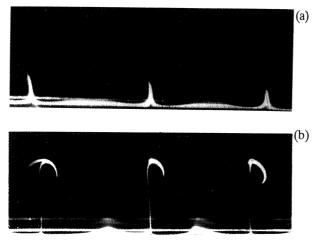


Figure: 2, Visualization of Görtler vortices at a) x=260, b) 425 mm from the leading edge.

Hot-wire measurements of the streamwise velocity permitted the reconstruction of the vortex structure. Figure 3 (a) shows, at the position x = 95 mm, that the boundary layer is more or less uniform except at its edge where the effects of the disturbed-wires are distinct. At x = 260 mm, Figure 3 (b), the iso-velocity lines present an undulation in the low speed region situated behind each disturbed-wire. That undulations discern the rotation of the streamwise vortices. However, at x = 425 mm figure 3 (c) shows that the boundary layer thickness change its shape, the vortices are fully developed and situated at the edge of the boundary layer.

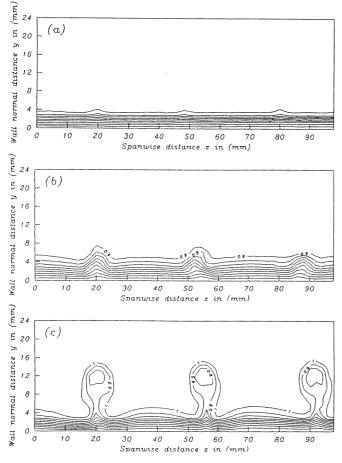


Figure: 3, Iso-velocity lines at the locations: a) x=95 mm, b) x=260 mm and c) x=425 mm.

Figure 4 shows the distribution of the mean streamwise velocity plotted against z/λ of one pair of vortex located at x = 260 mm. It shows that the velocity presents a deficit in the peak region "low speed region" due to the pumping of the fluid particles of low momentum situated near the wall. However, at x=425 given by Figure 5, the streamwise velocity modify completely its distribution over the boundary layer. Therefore, multi-inflexional profiles appear in the peak "region of low speed" and over a layer situated from y=0.6 δ to y=0.8 δ . Away from that layer, the profiles became simple-inflexional and are similar to the pervious location.

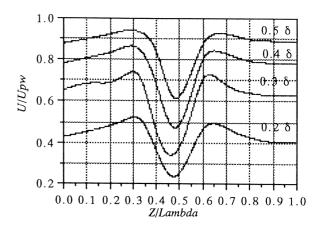


Figure 4: Spanwise distribution of the velocity at x=260 mm.

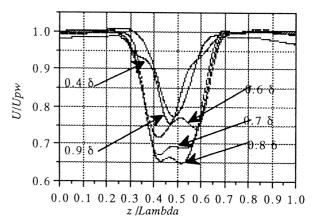


Figure 5: Spanwise distribution of the velocity at x=425 mm.

In order to study the nonlinear regime of Görtler vortices, the streamwise component of the disturbance velocity can be described in terms of Fourier series expansion as:

$$u'(x, y, z) = u_0 + \sum_{n=1}^{N} u_n(x, y) \cos(n\alpha z)$$

where u' is the disturbance velocity, α is the wave number and n represents the truncation number for Fourier series, which should be properly chosen to give an accurate solution. Thus a spectral analysis was performed on the spanwise profiles of the streamwise velocity by an FFT algorithm and the spectral distribution of modes in the nonlinear state of the Görtler vortices was obtained. In Figure 6 are plotted the amplitude of disturbances for different modes. It shows that only six or seven modes can describe satisfactorily the measured velocity field.

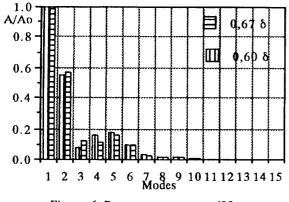


Figure: 6, Power spectrum at x=425 mm

The wall-normal and spanwise iso-shears $\partial U / \partial y$ and $\partial U / \partial z$, calculated from the same data of figure 3, are presented in Figure 7. They show that the iso-shears $\partial U / \partial z$ grow faster than the $\partial U / \partial y$ and the inflexional profiles appear in the spanwise direction earlier that the wall-normal direction.

The secondary instability was not observed due to the model shape. The convex-part of the model accelerate the flow and modify the growth of the streamwise vortices. However, the rapid growth of $\partial U/\partial z$ lets suggested that the sinuous mode of the secondary instability will be appears. This results confirm the work of Swearingen & Blackwelder that the sinuous mode of the secondary instability appears first and it is related to $\partial U/\partial z$.

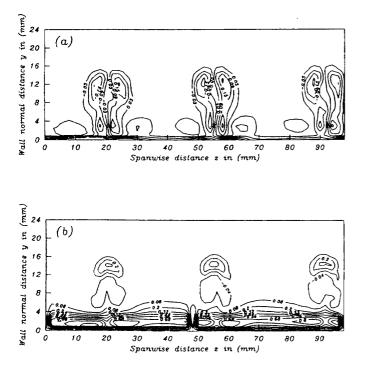


Figure: 7, Iso-shear contours of: (a) $\partial U / \partial z$ and (b) $\partial U / \partial y$ at the location x=425 mm.

Conclusion

The nonlinear evolution of Görtler vortices generated on a concave-convex model was experimentally studied. Flow visualization as well as hot-wire measurements indicated that the linear state can be brief and the nonlinear regime dominates the primary instability.

Hot-wire measurements, scanned in the cross-section of the boundary layer, showed simple and multiple inflection profiles in different streamwise locations.

A spectral analysis was performed on the spanwise profiles of the streamwise velocity using an FFT algorithm, and the spectral distribution of the modes in the nonlinear state was obtained. It was shown that the power spectrum of different modes is non uniformly distributed in the frequency space and only six or seven modes are requested to determine the velocity.

The iso-shear layers show that $\partial U / \partial z$ appears before $\partial U / \partial y$. It is inferred that the sinuous mode of the secondary instability would be the dominant mechanism should this instability occur.

Flow visualization confirmed that the developed mushroom-like structures are almost observed in the nonlinear stage when the inflexional profiles, in the spanwise direction, are formed.

References

Hall P.1988 J. Fluid Mech. 193, 243-266. Sabry A, Liu jtc 1991 J. Fluid Mech:231, pp.615-663 Lee & Liu jtc 1992 Phys Fluids.vol 4,1. pp95-103 Li, F & Malik M 1995. J. F. M. 296 pp77-100 Bippes, H. & H Gortler 1972, Acta Mech, 14, pp:251 Kohama, Y (1987) Proce of the IUTAM Sym, Eds., Springer-Verlag, pp: 215-226 Peerhossaini H& Wesfreid J.1988, I J Heat Fluid Flow, 9, p 12.18, Peerhossaini H & Bahri.F 1997 Exp Thermal & Fluid Science (in press). Swearingen J & Blackwelder, R 1987 J Fluid Mech. 182,

pp 255-292.

Herbert 1976 Arch Mech. 28, pp:1039-1055

Floryan & Saric 1982. AIAA. 20, pp:316-324.

Bippes 1978. NASA. TM. 75243.

ー様等方性乱流の微細構造

山本稀義¹、末松和代¹、生出伸一²、細川巖²

Fine Structure of Homogeneous Isotropic Turbulence

Kiyoshi YAMAMOTO¹, Kazuyo SUEMATSU¹, Shin-ichi OIDE² and Iwao HOSOKAWA² ¹National Aerospace Laboratory, Chofu, Tokyo 182 ²The University of Electro-Communications, Chofu, Tokyo 182

Direct numerical simulation (DNS) of decaying homogeneous isotropic turbulence with a high resolution (512³ spatial mesh points) is carried out using the Numerical Wind Tunnel. Fine organized structures of the turbulent vorticity and temperature fields obtained by the simulation are visualized with a graphic work station. It is observed that the intense vorticity concentrates into local fine vortex tubes, but the intense temperature gradient concentrates into local sheet-like layers.

Key Words : isotropic turbulence, DNS, fine structure, vortex tube, passive scalar

1. はじめに

計算機の発達に伴って流体研究におけるCFD の役割は益々増大し、現在では理論及び実験と並 ぶ第3の研究ツールとなってきた。この様なCF D発展の原動力となっているのは計算機の進歩で、 近年並列計算機の開発によってその性能が飛躍的 に向上した。航空宇宙技術研究所では1993年に新 しい並列計算機である数値風洞(NWT)を開発 したが¹⁾、その理論的ピーク速度は 280ギガフロ ップスに到達している。この様な状況において、 乱流研究についても直接数値シミュレーション (DNS)が有効な成果を挙げるようになってき た²⁾。

2. 計算機の発達と乱流DNS

乱流DNSが重要な成果を挙げるようになった のはごく最近の1980年代に入ってからである。 自然界の乱流は本質的に3次元性を持つので、D NSを有効に実行するためには、3次元ナビェ・ ストークス方程式を高精度で解くことが必要とな り、そのためには、高性能の計算機が要求される からである。これに対して、計算機の発達の歴史 を見ると、1960年代頃は主としてICの進歩 に支えられていたが、近年はそれだけではなくて、 ベクトル計算機や並列計算機のように、計算機の 新しいアーキテクチャの開発によってその高速化 が実現されてきている。図1は過去30年間にお ける各時代の最高速の計算処理速度を持つ計算機 (スーパーコンピューター)の開発の経緯を示す。 図から分かる重要な事は、1960年代から今日 まで最先端の計算機は指数関数的に進歩してきて、 その高速化の割合は、ほぼ10年に2桁(図中の

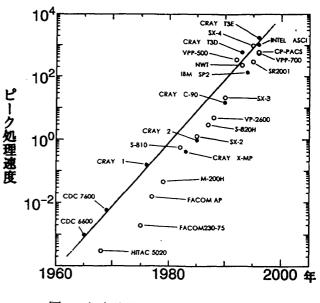


図1 高速計算機の性能向上の経過

¹⁾ 航空宇宙技術研究所

直線)となっていることである。その結果として、 今日では30年前には想像も出来なかった大規模 なDNSの実行が可能となってきた。乱流変動の 最小スケールはコルモゴロフ・スケールであるが、 レイノルズ数Rの乱流について、このスケールま で計算するためには $R^{9/4}$ 個の格子点が必要となる。 今日の並列計算機では格子点数が10°個の計算は 可能であるので、 $R = 10^4$ までのDNSが可能と なってきている。一方、自然界ではこれ以下のレ イノルズ数で乱流が実現する事が知られていて、 チャンネル流や平板境界層についてDNSが大き な成果を挙げている所以である³⁾。他方、応用分 野において、例えば航空工学では、必要となるレ イノルズ数は10⁷程度であるが、この流れのDN Sに必要な計算格子点数は10¹⁶となり、現在の並 列計算機でもこれを計算することは到底不可能で ある。しかし、もし将来においても過去と同じ 10年に2桁の割合で計算機の進歩が続くと仮定 すれば、この格子点数のDNSも35年後には可 能となり、この時DNSは実用コードとなる。一 方、この様な流れの研究段階はそのかなり前に終 了していると考えられる。したがって、現在当面 している単純形状乱流の未解明な問題の多くが解 明されるのは今後それほど長くはないと推測され る。しかし、これは乱流研究の必要性がなくなる ことを意味するわけではなくて、工学的に重要な 大レイノルズ数の乱流や複雑形状乱流の実験的研 究がその時点においても依然として重要であるこ とは変わりがない。

この様な計算機の発達に対応して、一様等方性 乱流のDNSは各時代の最先端の計算機を用いて 挑戦されてきた。最近の例では、ベクトル計算機 による空間格子点数128³のDNSがKerr(1985)⁴¹ とYamamoto & Hosokawa(1988)⁵¹によって、並列計 算機では256³のDNSがVincent & Meneguzzi (199 1)⁶¹によって、さらに、512³のDNSがChen et al (1993)⁷¹、Jimenez et al (1993)⁸¹及びYamamoto (1994)⁹¹によって実行され、乱流場の種々の構造 が明らかにされてきた。

3. 基礎方程式

ー様等方性乱流においては流れの周期性を仮定 し、速度場**u(x,***t*)を

$$\mathbf{u}(\mathbf{x},t) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{u}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$$
(1)

とフーリェ級数展開する。 u(k)の基礎方程式はナ

ビェ・ストークス方程式から

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

と導かれる。ここで、 *p*(**k**) は圧力、 *R* は初期乱 流に基づいて定義されるレイノルズ数である。

乱流の初期条件はエネルギースペクトルを

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

と仮定し、これを実現する流れのアンサンブルを フーリェ成分について正規乱数によって発生させ る¹⁰⁾。初期エネルギースペクトルが与えられると レイノルズ数は、 $R = u_0/vk_0$ と定義される。ここ で、*v*は動粘性係数で、 $u_0 = \sqrt{2\int E(K)dk}$ 、 k_0 は(3)式の最大値を与える波数(=1)である。 (2)式の計算はフーリェ・スペクトル法を応用する が、この時(1)式のフーリェ級数展開は512³個 (この数は空間格子点数と等価)を使用した。 (詳細は文献10)参照)

図2は(3)式に基づき発生させた乱流速度場を初 期条件として計算された乱流場のエネルギースペ クトルE(k)の発達過程を示す。図中の点線は(3)

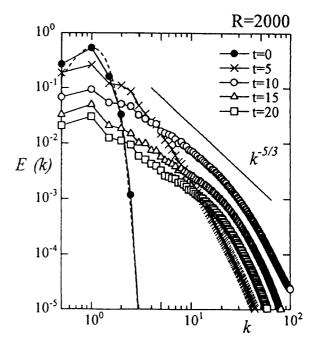


図2 エネルギースペクトルの時間的発達 点線は初期スペクトル(3)を示す。

式を表す。エネルギーは時間と共にカスケード機 構によって高波数成分に流れ、時刻*t* = 10 で高波 数領域が最も発達したエネルギースペクトルが得 られている。その後エネルギースペクトルはほぼ 同じ形状を保ちながら減衰していく。したがって、 本DNSでは時刻*t* = 10 で最も発達した乱流速度 場が得られたと言えるので、この時刻の流れにつ いて空間的構造を調べる。

4. 一様等方性乱流の微細構造

等方性乱流研究の主たる目的は乱流の微細変動 に含まれる普遍的構造を明らかにすることである。 ここでは本DNSで得られた計算データを可視化 して、乱流渦度場と温度場の空間的微細構造につ いて調べる。渦度を ω_i 、温度を θ とした時その温 度勾配を $H_i = \partial \theta / \partial x_i$ と表すと、 $\omega_i \ge H_i$ の2 乗に関しては

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{2}\omega_{i}^{2}\right) = \omega_{i}\omega_{j}S_{ij}$$
$$-\frac{1}{R}\left[\left(\frac{\partial\omega_{i}}{\partial x_{i}}\right)^{2} - \frac{\partial^{2}}{\partial x_{i}^{2}}\left(\frac{1}{2}\omega_{i}^{2}\right)\right] \qquad (4)$$
$$\frac{D}{D}\left(\frac{1}{2}H^{2}\right) = -HHS$$

$$Dt \left(2^{H_{i}}\right)^{2} - H_{i}H_{j}B_{ij}$$
$$-\frac{1}{RP_{r}} \left[\left(\frac{\partial H_{i}}{\partial x_{i}}\right)^{2} - \frac{\partial^{2}}{\partial x_{i}^{2}} \left(\frac{1}{2}H_{i}^{2}\right) \right]$$
(5)

が導かれる。ここで P_r はプラントル数、 S_{ij} は歪 速度テンソルである。(4)、(5)は右辺の第1項の 符号が正負で逆なことを除いて同型である。(4)式 の右辺第1項は渦度のストレッチング項である。 同様に(5)式の第1項は S_{ij} による H_i の引き延ばし の効果を表す。その時、符号が逆であることは伸 長と圧縮を意味するが、その違いが $\omega_i^2 \ge H_i^2$ の空 間構造にどの様に働くかは興味がある。

図3は時刻t = 10において乱流高渦度場が空間 的に集中する領域を示す。図の様に微細な渦管が 可視化されるが、これらの渦管の直径はコルモゴ ロフ・スケールの数倍であることが知られている。 乱流中の高渦度領域はこの様な微細な渦管(worms と呼ばれている^{5,8)})の集合からなっていることが 最近のDNSから分かってきた⁴⁻¹⁰⁾。一方図4 は高温度勾配が集中する領域を示す。この場合は 鳥瞰図で見ると3次元的に広がった領域であるが、 その断面(図の右側面)を見ると紐状をしている

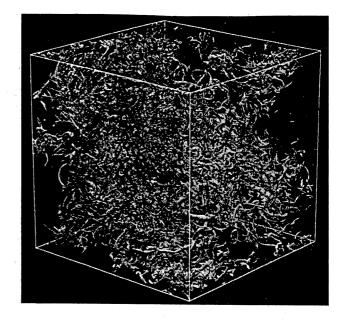


図3 発達した乱流中の高渦度集中領域の 可視化(*t* = 10) 白線は全計算領域の1/2³領域を示す。

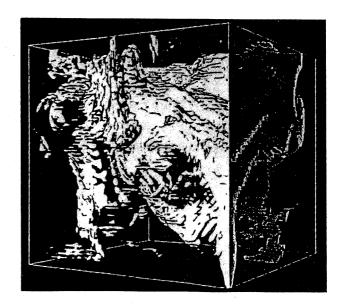


図4 発達した乱流中の高温度勾配領域の 可視化(*t*=10) 白線は全計算領域の1/8³領域を示す。

ので、高温度勾配の集中する領域はシート状の層 を形成していることが分かる。そして、この様な 層の厚さは再びコルモゴロフ・スケールの数倍の 程度であることが分かってきた。

これらの構造がさらなる高レイノルズ数において も普遍的であるかはまだ確証はない。この点から 言っても、DNSで得られたこの様な渦度場と温 度勾配の微細構造について、実験的検証が待たれ る所である。

参考文献

- 1) 山本稀義:航技研数値風洞と乱流の数値シミュ レーション、ながれ、14 (1995) 353.
- Canuto, C. et al : Spectral Methods in Fluid Dynamics (Springer-Verlag, New York, 1988).
- Kim, J., Moin, P. and Moser, R.: Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, J. Fluid Mech. 177(1987) 133.
- Kerr, R. M. : Higher Order derivative correlation and the alignment of small-scale structures in isotropic numerical turbulence, J. FluidMech. 153 (1985) 31.

- Yamamoto, K. and Hosokawa, I.: A Decaying Isotropic turbulence Pursued by the Spectral Method, J. Phys. Soc. Japan, 57 (1988) 1532.
- Vincent, A. and Meneguzzi, M. : The spatial structure and statistical properties of homogeneous turbulence, J. Fluid Mech., 225 (1991) 1.
- Chen, S. et al : On statistical correlations between velocity increments and locally averaged dissipation inhomogeneous turbulence, Phys. Fluids A 5 (1993) 458.
- Jimenez, J. et al: The structure of intense vorticity in isotropic turbulence, J. Fluid Mech. 255 (1993)65.
- 9) Yamamoto, K. : Direct Numerical Simulation of I sotropic Turbulence Using NAL Numerical Wind tunnel, in *Parallel Computational Fluid Dynamics : New Algorithms and Applications* (Eds. Satofuka, N. et al, Elsevier Science, 1995) 13.
- 10)山本稀義、生出伸一、佐藤司、細川巖:乱流微 細構造の可視化、航空宇宙技術研究所特別資料 NAL SP-35 (1997) 5.

自由せん断乱流の構造

前川 博

Structures of Free Shear Flows

by

Hiroshi MAEKAWA

Univ. of Electro-Communications

ABSTRACT

The use of direct numerical simulations to study structures of free shear flows is discussed. Both spatially and temporally developing simulations have been performed. The instability modes obtained from the linear stability spatial and temporal theories are used as the inflow boundary and initial conditions of DNS respectively. With the fidelity of the numerical solution established, basic studies of the various structures and their modification using the instability modes are considered. The non-linear mechanism of vortex tilting/stretching or vortex dilatation are important to generate the free shear structures, but also the 3-D subharmonic disturbances in the nonlinear regime which grow downstream play a crucial role to make the large-scale structures observed in the experiments. A reduction in the normalized growth rate found in recent experiments on compressible mixing layers is explained using linear stability analysis.

Key Words: direct numerical simulation, free shear flows, structures, linear stability of compressible/incompressible free shear flows.

1. はじめに

安定性理論により得られた不安定撹乱が 成長し対応する自由せん断流の構造が直接 数値シミュレーションによって明らかにさ れた。また、複数の撹乱モードの非線形に この結果生じる構造を議論すること によって、自由せん断流における乱流遷移 りの多様性が理解できる。その中の非線形 領域で形成される斜低調波が下流で成長す ること下流の三次元構造を形成する上で 要な役割を果していることが示される。

2. 不安定搅乱

実験と同様な空間発展問題と計算に固有

*電気通信大学 電気通信学研究科

な時間発展問題においてそれぞれ上流境界 条件や初期条件に導入する不安定撹乱 d_j^s, d_j^s は以下の様に書ける。

$$d_{j}^{s}(x_{2},t) = \frac{1}{2} \sum_{i} [\hat{d}_{j}(x_{2})e^{i\omega_{p}t} + c.c] \qquad (1)$$

$$d_{j}^{t}(x_{1}, x_{2}, x_{3}, 0) = Real[\hat{d}_{2D}(x_{2})e^{i(\alpha x_{1}+\theta)} + \hat{d}_{3D}(x_{2})e^{i(\alpha x_{1}+\beta x_{3})} + \hat{d}_{3D}(x_{2})e^{i(\alpha x_{1}-\beta x_{3})}]$$
(2)

ここで、 ω_p は不安定波の角振動数を、 α 、 β は 不安定波のそれぞれ流れ方向と x_3 方向波数 を表す。ただし、後流等に見られる絶体不安 定性は対流不安定性を示す自由せん断流と 異なり、導入した撹乱の影響が上流にも伝 播する。与えた撹乱を含む初期条件が構造 に影響を与えることになる。

3. DNSと構造

3.1 計算法

DNSは非圧縮性および圧縮性自由せん断流 において以下のように空間微分にはMapped Spectral collocation & Galerkin method & らにLele(1992)によって与えられた modified Pade Scheme を用いる。自由せん断流にお いては時間発展スキームは3次コンパクト または4次Runge-Kutta スキームを用いる。

3.2 非線形機構

導入した不安定撹乱の非線形相互作用によっ て自由せん断流の乱流遷移過程には多様な 構造が現れる。発達した乱流自由せん断乱 流に向う渦運動を支配している機構は歪速 度テンソルと渦度のクロス項である。

$$\frac{D(\omega_1)}{Dt} = (S_{11}\omega_1 + S_{12}\omega_2 + S_{13}\omega_3)$$
$$+ viscous \quad terms \tag{3}$$

ここで、 S_{11}, S_{12} および S_{13} は歪速度テンソル であり、これらの項は自由せん断流の発達 の初期にはサドル点に集中し発達の後期に はスパン渦のコアに集中する。

圧縮性流体では、さらに渦度膨張項と傾 圧項が圧縮性固有の項として重要である。

$$\frac{D\omega_3}{Dt} = -\omega_3(\partial u_1/\partial x_1 + \partial u_2/\partial x_2) + 1/\rho(\partial p/\partial x_1\partial \rho/\partial x_2) - \partial \rho/\partial x_1\partial p/\partial x_2)$$
(4)

渦度の変化割合は式(4)における右辺の 正味の結果であることが分かる. 圧縮性後 流を例として後流基本構造が形成される時 点における渦度膨張項と傾圧項の瞬間的分 布をそれぞれFig.1とFig.2に示す。この計 算は最も増幅率の大きい基本波のみを初期 条件に導入して圧縮性後流の構造が形成さ れる時点で渦度膨張項と傾圧項が渦構造の 形成に影響を与えていることを示している (unpublished)。亜音速撹乱が成長する際に も、これらの2項の影響の大きさにより非 圧縮渦構造との相違を観察する。

このように、層流乱流遷移後期を理解す る機構は発達した乱流せん断流の主要な渦 構造の時間発達を理解する上でも大切であ る。これらの下流の構造の発達は実験的にも 研究されている。(例えばCimbalaら(1988) によってハニカム形状のFar Wake構造が報 告されているが、Williamson(1993)は円柱の 斜はく離渦と不安定二次元撹乱の相互作用 によって同様な構造が得られると推論して いる.) DNSによってその斜低調波群が非線 形相互作用(二次元波と3次元ノイズとの

カップリング)によって形成されているこ とを示し、下流において成長することがわ かる(unpublished)。ただし、これらの低調 波(二次元低調波も含め)は自由せん断流 が渦シートの段階で形成され基本波の成長 が飽和した後に基本渦構造の中で成長する 性質をもっているために、初期構造の後に ひきつづき形成される下流での準周期的構 造の生成に重要な役割を果していることが 明らかである。直接数値シミュレーション の一部は実験結果を支持しその構造の発達 の詳細を示している。

最後に,線形安定性理論で得られた圧縮 性混合層の増幅率と、実験的に得られた発 達した圧縮性混合層の成長率を比較した結 果をFig.3に示す。線形理論によって混合層 の成長率がマッハ数によって減衰すること が説明できる。これは、一般的に自由せん断 乱流において構造の種になる不安定撹乱の パラメータ(マッハ数やレイノルズ数)依存 性がたいへん重要であることを示している。

4. まとめ

自由せん断流においては初期不安定性と 二次不安定性が観察される初期乱流構造と その発達機構に直接関係がある。非線形領域 で形成される3次元低調波変動群がずっと 下流で成長することによって実験で観察さ れる変動の準周期性(準大規模組織性)とそ の構造に本質的役割を果していることがわ かる。そして、混合層の例に見られるよう に移流マッハ数の影響によって成長が急激 に減少する現象は、不安定性理論で得られ る不安定撹乱のパラメータ(マッハ数)依存 性によってよく説明できることが分かった。

文献

1)Cimbala, J. M., Nagib, H. M. & Roshko, A., J. Fluid Mech., 190(1988), 265-298.

2) 笠原, 前川, 第10 回数値流体力学シポジウ ム講演論文集, (1996), 118-119.

3)Hall, J. L., Ph. D. dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1991.

4) Maekawa, H., Moser R. D. & Mansour, N. N., Proc. Turbulent Shear Flows, 9 (1993), 3-2-1 - 3-2-6.

5)Maekawa, H., Mansour, N. N. & Buell J. C., J. Fluid Mech., 235 (1992), 223-254.

6) 前川, 米沢, 日本機械学会論文集(B),60-579, (1994), 3843-3851.

7)Williamson, C. H. K., J. Fluid Mech., 206 (1989), 579-627.

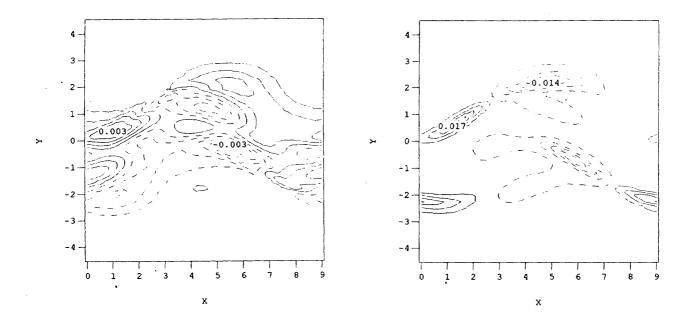


Fig. 1 Dilatational term

Fig. 2 Baroclinic term

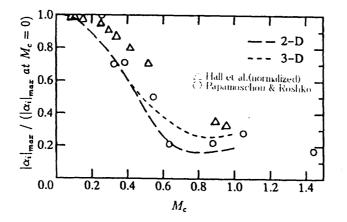


Fig. 3 The normalized maximum amplification rate

燃焼研究における数値計算の意義

竹野忠夫 ^{名古屋大学}

IMPACT OF THE RECENT ADVANCEMENT IN NUMERICAL CALCULATIONS ON COMBUSTION SCIENCE AND TECHNOLOGY

Tadao Takeno Department of Mechanical Engineering, Nagoya University

ABSTRACT

The impact of the recent advancement in numerical calculation on combustion science and technology will be reviewed. The impact on combustion technology seems insignificant at this stage, however it has a great potential to change the engineering approach completely. The possible direction of change will be illustrated by showing an example. In combustion science, on the other hand, it has generated a new scientific approach of numerical experiment, which has been proved to be very successful in understanding the physics and chemistry of complicated combustion phenomena. The advantages of numerical experiments over real experiments will be explained with some illustrative examples. Then the problems to be overcome are discussed. Finally, future problems will be identified.

keywords; Numerical Calculation, Combustion Science and Technology

1. はじめに

現在の地球環境問題の殆どが燃焼に起 因する問題である. このため化石燃料に 代わる新しいエネルギー源を求める努力 が世界中において行われているが、その 見通しは極めて暗い.少なくとも来世紀 半ばまでは、エネルギーの大半を化石燃 料に頼らざるを得ないのが実情である. 燃焼技術に課せられた課題は極めて重い と言えよう.限られた燃料を有効に、し かも環境を汚染しないで燃焼させるには、 燃焼過程の精密な制御に基づいた新しい 技術の開発が必要である.ところが現状 では、このような開発が容易にできる訳 ではない.その主な原因は燃焼技術と燃 焼科学の乖離にある。すなわち、燃焼技 術の課題と最新の燃焼科学の成果を有機 的に結び付けて、有効な技術を開発する

ための手法が確立されていないことにある.

最近の燃焼科学の発展には目覚ましい ものがある.レーザを用いた新しい測定 法の開発によって、層流火炎や乱流火炎 内で進行する物理的過程や化学的過程を 解明する手段が与えられるようになった. また、漸近解析に基づく新しい数学的解 析手段が工夫され、火炎の持つ基本的性 質が理論的に解明されつつある. さらに、 最近のハードとソフト両面における数値 計算技術の進歩は素晴しい. 従来は不可 能であった多数の素反応を伴った流れの 計算が、比較的簡単に計算できるように なった.これに伴って新たに数値実験の 概念が導入され、実験や理論解析と並ん で、燃焼現象を解明するための有力な研 究手段が与えられることになった.燃焼 過程を科学的に解明する手段、またそれ

らを用いた研究の成果による我々の現象 への理解は、かなりのレベルにまで到達 したと言うことができる.

この燃焼科学の最新の成果を新しい燃 焼技術の開発に活かすにはどうすればよ いだろうか?一言で言えば、燃焼過程を 正確に記述できる理論的モデルを構築す ることである.すなわち、このモデルに 基づいて個々の燃焼過程を数値計算によ って再現して、その正確な予測を可能に する手法を確立する.これによって、燃 焼機器の設計に携わる多くの燃焼技術者 に比較的に簡単で、有効な予測手段を与 えることになる.それに伴って新しい技 術の開発は比較的容易に行はれるものと 考える.

以上のように、最近の数値計算の発展 は燃焼研究に対して大きなインパクトを 与えているが、本稿では、特に燃焼科学 への影響に的を絞って説明させて頂くこ とにする.燃焼理論の創設と発展、数値 計算の歴史、さらには燃焼工学へのイン パクトなど、全般については他で報告し ているので、関心のある方は参照して頂 きたい[1].

2. 燃焼科学へのインパクト、 数値実験

数値計算は、数値実験なる新しい研究 手段をもたらすことによって、燃焼科学 に極めて重要なインパクトを与えた。も ともと燃焼は化学反応や熱、物質移動、 流れなど多数の素過程が同時に進行する 極めて複雑な現象であり、その本質を科 学的に解明することが非常に困難な研究 対象である.現象には多数のパラメータ が関与するが、これらのパラメータの全 てを完全にコントロールして正確な実験 を実施することが非常に困難である。一 方、数値実験においては、個々のパラメ ータの値をコントロールすることは、極 めて容易である. 我々は、現段階での数 値計算の精度はかなりのレベルに到達し ており、幾つかの燃焼現象の本質を把握 してそれを数値計算によって再現出来る ものと考えている.化学反応機構につい ても、正確なデータが蓄積され、かなり 信頼できるレベルに到達しているものと 考え[2]られ、従って、数値実験を活用し て燃焼現象の物理や化学を理解すること が出来るものと考えている.以下に、実 際の物理実験に比べて数値実験が優れて いる点を例を挙げて説明したい.

2-1.数値実験でのみ出来る 研究

或る場合には数値実験は、物理実験で は到底期待出来ないような重要な情報を 与えてくれる. 例えば、メタン空気の基 本火炎における NO の生成機構の研究に おいて、火炎のNO の最終的な 生成量に おける4つの生成機構(Thermal、 Fenimore、NO2、N2O)のそれぞれの 寄与を区別して求めることが出来た[3-5]. これにより希薄混合気では Thermal 機構 が支配的であり、一方 Fenimore 機構の 寄与は当量比とともに増加して、1.2 を 超えると、Thermal の寄与を超えて支配 的な機構になることが分かる.一方拡散 火炎についても同様な図な検討を行うこ とによって、流れの時間が極めて遅い場 合を除くと Fenimore 機構が支配的とな っていることが明らかにされている. さ らに、我々はNO の生成過程における個 々の素反応の役割を理解する手段として 定量的反応経路図を提案した[5].

以上のように、数値実験では計算デー タを駆使していろんな解析が可能である. 上の例では、最終的なNOの生成を支配 している素反応の同定や[6]、さらにこれ らの素反応の各火炎におけるふるまいを 調べて火炎による排出特性の違いの理由 を調べることも出来る[7].このような解 析は数値実験だからこそ出来る解析であ り、他の手段では到底不可能な解析であ る.次の例は、燃料噴流拡散火炎の遷移、 消炎と乱流火炎構造に関する、簡単な一 段の総括反応に基づく数値解析である [8,9].

平行な空気流中への燃料を噴出させて 出来る燃料噴流拡散火炎においては、噴 出速度が小さいときには、流れも火炎も 層流でかつ定常である. 噴出速度を増加 させると、火炎の下流先端付近に遷移点 が現われ、その点より下流においては流 れも火炎も乱流となる. 噴出速度の増加 とともに、遷移点は上流に移動して、そ の点より上流では定常な層流火炎、その 点より下流では時間変動を伴った乱流火 炎という特徴的な火炎形状が観察される [10,11]. やがて遷移点が噴射管出口から 直径の2、3倍下流位置に到達すると、 それ以上の速度増加に対しては遷移点位 置は動かなくなり、完全に発達した乱流 拡散火炎が形成される. さらに速度を増 加させると遷移点で火炎の発光が薄れる とともに不安定になり、或る臨界速度で 小さな破裂音を発しながら局所的かつ瞬 間的な消炎が生じて、火炎表面に穴があ き始める、この穴は時間的に変動し、軸 対象火炎の円周上を不規則に移動する. 速度の増加とともにこの穴が大きくなり、 次の臨界速度で遂には遷移点で火炎が完 全に消炎する.火炎は噴射管出口の小さ な層流火炎のみを残して、下流に流され る. 噴射管から噴出された燃料の大部分 は、未燃の噴流となって周囲の空気を吸 引しながら下流に流れ、時間的に絶えず 移動する不安定な浮き上がり火炎となっ て燃焼する.以上の実験観察[12-14]にお ける局所的な消炎の機構と浮き上がり火 炎の燃焼機構についての数値解析を以下 に簡単に紹介する[9].

まず局所的消炎については、遷移点に おいて火炎に垂直方向への分子拡散によ る熱や物質移動の速度が急激に増加して、 有限の化学反応速度がそれにバランス出 来なくなることによってもたらされるも のと考えた[13,14]. このため、分子拡散 による移動速度を代表する量として SDR (Scalar Dissipation Rate)を導入し、こ の量の非定常変化と消炎との関係を調べ た. その結果、局所的消炎の前の時刻に おいて、反応帯が 高いSDR の帯と接触 していることが明らかにされた.すなわ ち、これによって反応帯への燃料や酸素 の供給速度が急激に増加し、有限の化学 反応速度によってこの増加を消費出来な くなるとともに、反応帯からの熱伝道に よる熱損失が増加して温度が低下して消 炎に至ることが分かる.さらに反応帯に おける SDR の時間変化を調べることによ って、局所的消炎は SDR の値が或る臨界 値を超えるときに生じていることが明ら かにされている.

次に、浮き上がり火炎の瞬間的火炎構 造について説明する.任意の瞬間におけ る反応速度、 温度、 Mixedness, Flame Index の空間分布を調べることに よって化学反応は、噴射管出口すぐ下流 の短い層流拡散火炎と下流の浮き上がり 火炎内部で進行していることが分かる. このとき浮き上がり火炎内部においては、 反応は一様に進行するのではなく、分散 した細い帯状の反応領域内で集中して進 行している、すなわち、未燃の燃料噴流 への周囲空気の吸引は主として大きなス ケールの渦運動で行われ、可燃混合気は 渦の境界において帯状に形成されてそこ で反応が進行する.このとき、個々の反 応帯はその隣に分子拡散による帯状の拡 散層を伴っており、火炎を形成している. この火炎の性質を調べるために、次の2 つの物理量を導入した. (1) Mixednessは 燃料と酸素の混合の程度を表わす量で、 希薄混合気で負、過濃混合気で正になる 量であり、その絶対値が大きい方が理論 混合比に近くなる.次の (2)Flame Index は燃料成分と酸素の濃度勾配のス カラー積で、拡散層におけるこの値が正 であれば予混合火炎、負であれば拡散火 炎を示すことになる. Flame Index の空 間分布から、浮き上がり火炎は、局所的 な予混合火炎や拡散火炎さらには二重火 炎の集合体であることが分かる.

以上の解析において、SDR やFlame Index の分布は数値解析においてのみ求 めることが可能であり、これによって現 象についての我々の理解が容易に得られ ることが分かる.

2-2. 関与する個々のパラメータの 効果の分離

一般に燃焼における物理実験では、関 与する多数のパラメータが複雑に相互に 関係しており個々のパラメータの効果を 分離して調べることが極めて難しい. 例 えば、全く同じ条件で燃料のみを変えた 実験を行った場合、異なった結果が得ら れたときの解釈において、それが燃料の 化学的性質の違いによるものか、或いは 熱力学的性質の違いによるものか、さら には輸送係数などの物理的性質の違いに よるものかを判定することは不可能であ る. この点においても、数値実験は極め て有利である.特定のパラメータのみを 変えた実験が簡単に出来るからである. 以下に燃料噴流拡散火炎の遷移機構の解 明を目的とした実験の例を紹介する[8].

2-3.より本質的な量の ふるまい

普通の物理実験では、火炎中での温度 や各成分の濃度を測定することを試みる. しかし場合によっては、もっと基本的な 量、例えば個々の成分の生成速度の分布 が必要になる. 層流火炎の初期の研究に おいて、火炎中で進行する化学反応につ いての情報を得るために、測定した温度 や濃度分布から個々の成分の生成速度の 分布を求めることがしばしば行われた [15]. この研究は火炎の構造解析と呼ば れたが、正確な生成速度分布を導くため には1階や2階の微係数を導く必要があ り、基の濃度分布に高い精度が要求され るので、非常に困難な作業を伴うもので あった.一方、数値実験では、任意の成 分の生成速度の分布を知ることは極めて 容易である。例として、メタン空気同軸 流拡散火炎中でのNO の生成速度の分布 がある[16]. この火炎の温度分布とNO の濃度分布とを比較することによって、 NO の濃度はほぼ火炎位置で最大になっ ていることが分かる.また、NOの生成

速度の分布を調べることによって、NO はほぼ火炎面位置で生成され、しかも火 炎面の空気側で正の生成帯があり、その 内側の、燃料側に負の生成帯、すなわち NO を消費する領域が存在することが分 かる.正の生成量は火炎面の上流部で最 大となっている.NO の生成を抑制する 方法を工夫する立場からすると、濃度分 布よりも生成速度の分布を知る方がより 重要である.このように、数値実験では、 より重要な物理量或いは化学量の分布を 容易に調べることが出来る.

3. 数値計算の問題点

前述したように数値実験は燃焼科学に とって極めて有用な研究手段を与えてく れるものである.しかし数値実験を含め て数値計算には特に注意を払うべき幾つ かの問題点があることも事実である.以 下にこの問題点を指摘しておく.

3-1.数値計算モデル

まず最も大事なことは、対象としてい る現象を再現するための数値計算モデル の作成である.仮定が少なくて詳細な計 算を行うモデルが必ずしも良いという分 けではない.現象の本質を捉えてそれが 再現出来るモデルであれば、計算は簡単 であればあるほど良いモデルとなる.こ のモデルの作成には、現象に対する深い 洞察力が要求され、研究者としての資質 が最も顕著に現われる作業となる.

3-2. 数值計算方法

数値計算が有用な情報を与えて暮れる ためには、まず計算結果が十分な精度で 正しく行われていることが前提である. ところが数値計算では、数値解法、境界 条件、それに計算格子の組み合わせによっ ては、どんな望ましい解でも導くことが 可能である.このため導いた解が本の方 程式の真の解になっていることを慎重に 確認する必要がある.

3-3.計算結果の提示

まず計算によって得られた結果そのも のはあまり意味がないことに注意しなけ ればならない.計算で得られるのは、あ くまで与えられた特別な条件の下での結 果に過ぎず、他の人にとってはあまり役 に立つ情報にはならない. それを何らか の普遍的な有益な情報とするには、デー タの解析が必要である.その意味では、 物理実験も基本的には同じである.しか し多くの場合、物理実験においては、得 られたデータの精度や量が十分でないた めに、この種の解析には絶えず困難がつ きまとう.一方数値実験では、任意のデー 夕解析が意のままに出来る.問題は、普 逼的な結論を導くためにどのような解析 を行うかにあるが、これは研究者の資質 に大きく依存する.

3-4.研究者の資質

以上述べたように、数値実験において はその成果が研究者の資質に大きく依存 する.勿論、物理実験、或いは他のどん な科学的研究においても、研究者の資質 は、その研究の成否を決める最も重要な 因子である.しかし、特に数値実験にお いてその影響が強いように思われる.

4. 将来の問題

燃焼工学、燃焼科学いずれの立場から 見ても、燃焼研究における数値計算にとっ て今後の最大の問題は乱流燃焼のモデリ ングである.これは、一方においては実 用の燃焼器での燃焼が殆ど全て乱流燃焼 によって行われていること、また他方で は熱流体力学の基礎研究における乱流の 重要性による.このため現時点でも、次 から次へと新しいモデルが提案されてお り、それら全てを系統的に整理して評価 することはそれほど容易ではない.また 現象があまりにも複雑なことから、個々 のモデルはいずれも乱流燃焼の一面のみ を捉えたもので、全ての条件に対して適 用出来るような普遍的なモデルは存在し

ない[17,18]. 最近の傾向としては、予混 合火炎と拡散火炎のいずれにおいても、 化学反応が比較的に狭い反応帯内部に集 中して行われているとする Laminar Flamelet Model に関心が集まっている. いずれにしても正しいモデルの構築には、 現象に対する深い洞察が要求されるが、 このような難しい問題の解決には、何よ りもまず現象の本質が理解することが必 要である、そのためには、レーザ計測法 を利用した物理実験、さらには新しい形 の数値実験などによる総合的な研究が必 要である.功名心に燃えた多くの若い人 達に是非とも挑戦して貰いたいものと考 える.

謝辞

本論文の内容は、全て名古屋大学山下 博史助教授と筑波大学西岡牧人助教授と の共同研究の成果に基づくものである. ここに記して謝意を表したい.

参考文献

- 1. 竹野忠夫、燃焼研究における数値計 算の意義、燃焼研究、印刷中.
- 2. GRIMECH 2.11 (Nov. 4, 1995), Internet.
- Nishioka, M., Nakagawa, S., Ishikawa, Y. and Takeno, T., Combust. Flame 98, 127-138 (1994).
- 4. Takeno, T., in *Transport Phenomena in Combustion* Vol. 1, (S. H. Chan, Ed.), Taylor & Francis, 1995,101.
- 西岡牧人、栗田 敦、近藤雪水、竹 野忠夫;燃焼研究 104 (1995), 75-90.
- 近藤雪水、西岡牧人、竹野忠夫;燃 焼研究 106 (1996), 73-84.
- Nishioka, M., Kondoh, Y. and Takeno, T.: 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1996, 2139.
- 8. Yamashita, H., Kushida, G. and Takeno,

T., Proc. R. Soc. London A **431**: 301-314(1990).

- Yamashita, H., Shimada, M. and Takeno, T.: 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1996, 27.
- Takeno, T., 25th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1994, 1061.
- 11. 竹野忠夫; 燃焼研究 98(1994), 9-25.
- 12. Takeno, T. and Kotani, Y.: Combust. Sci. Tech. 10 (1975), 45-57.
- 13. Takeno, T. and Kotani, Y.: Acta Astronautica 2 (1975), 999-1008.
- 14. 竹野忠夫、小谷良信; 燃焼研究 46 (1977), 15-35.
- 15.. Fristrom, R. M. and Westenberg, A. A., Flame Structure, McGraw-Hill, 1965, pp. 323-386.
- Nishioka, M., Y. Takemoto, H. Yamashita and Takeno, T.: 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1996, 1071.
- 17. 竹野忠夫、乱流燃焼のモデリング、 エネルギー新技術体系、日本伝熱学 会編,エヌ、テイー.エス、1996, 87-90.
- Bray, K. N. C.: The Challenge of Turbulent Combustion, Plenary Lecture, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1996, 1.

圧縮性乱流の直接計算とモデリング

藤原仁志*1 荒川忠一;2

Direct numerical simulation and modeling of compressible turbulence

Hitoshi FUJIWARA and Chuichi ARAKAWA

Experimental results show that the growth rate of compressible mixing layer is critically reduced due to compressibility effect on turbulence. In this study, Direct numerical simulation was performed to clarify the effect of compressibility on turbulence in shear layers. The results of the simulation show that the growth of kinetic energy of turbulence is suppressed with increasing turbulent Mach number. Moreover, the anisotropy of turbulence in compressible shear flows is shown to be increase with increasing turbulent Mach number.

Key Words: Compressibility, Turbulent Kinetic Energy, pressure-strain correlation

1. 緒 言

平均速度が音速と同じオーダーになる高速流では、乱 れ速度もまた音速と同じオーダーとなる可能性がある。 このような流れの計算では、乱流における圧縮性の影響、 つまり密度の変動や乱れ速度の発散(∇・u')が0でない ことによる影響を原則として考慮する必要がある。し かし、現在では圧縮性流れの計算にも非圧縮性を仮定し た乱流モデルをそのまま用いることが多く、それなりの 成果をあげている。一方、超音速燃焼器内に生じる混合 層の拡大率の数値計算では、非圧縮性を仮定した乱流モ デルを用いても実験値と一致する結果が得られない。 このため、圧縮性を考慮した乱流モデルを構築し、それ を組み込んで計算を行なおうとする試みが多数なされ ている(1,2,3)。また,近年では乱流における圧縮性の影 響を調べるために、圧縮性乱流の直接数値計算 (DNS) が 盛んに行なわれている(4.5.6)。本研究では圧縮性の一 様せん断乱流のDNSを行ってマッハ数が増加する事に より、乱流の強度や非等方度がどのように変化するの

*1航空宇宙技術研究所

•2 東京大学大学院工学系研究科

かを調べたのでそれについて報告する。また、この乱 流における圧縮性の影響が、実際の高速混合層におい てどのような変化を引き起こすのかを考察する。

2.計算方法

圧縮性を考慮した等方性ニュートン流体の基礎方程 式は次の通りである。ただし、動粘度・熱拡散係数は 温度によらず一定とし、体積粘性(bulk viscosity)は0と する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_a \frac{\partial p}{\partial x_a} + \gamma p \frac{\partial u_a}{\partial x_a} = \lambda(\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial x_a} \left(\frac{\partial T}{\partial x_a} \right) + (\gamma - 1) S_{jk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}$$

$$S_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_a} + \frac{\partial u_j}{\partial x_a} - \frac{2}{\alpha} \frac{\partial u_a}{\partial x_a} \delta_{ij} \right), \quad (4)$$

$$= \mu \left(\frac{\partial x_j}{\partial x_i} + \frac{\partial x_i}{\partial x_i} - \frac{\partial x_a}{\partial x_a} \frac{\partial x_i}{\partial x_a} \right), \quad (4)$$
$$= \rho RT, \quad (5)$$

$$R = C_p - C_v, \tag{6}$$

$$= \frac{C_p}{C}.$$
 (7)

ー様せん断乱流については、従来から移動座標上で スペクトル法を用いるという手法が有力であるが、 Remeshの際に発生する alias 誤差の問題があることは

р

γ

説明した。これに対し、Gerz ら⁽⁷⁾は差分法による定式 化を行ない、全方向に 2 次の中心差分を用いて計算す ることにより Remesh を回避している。

本研究では、せん断方向に6次の Páde scheme、流れ 方向とスパン方向にスペクトル法を用いて一様せん断 圧縮性乱流の DNS を行なった。その結果、スペクトル 法の精度を保ちながら remesh をしない高精度の計算を 行なうことができた⁽⁸⁾。

3. 乱流エネルギの変化

マッハ数の影響のみを調べるため、マッハ数以外の 条件を固定した初期条件(表1)を設定した。初期条件 では、エネルギースペクトルの形はすべて同じで、圧 力と密度の乱れは0、初期の速度乱れは∇・u'=0を満 たしている。S1, S2, S3の順に乱流マッハ数を大きくし た。プラントル数は0.72で固定している。

	M _t	ReT	<i>S</i> *
S1	0.200	218	4.1
S2	0.267	218	4.1
S3	0.401	218	4.1

表1. 乱流マッハ数を変えた初期条件(S1,S2,S3)

初期値で無次元化した乱流エネルギ k/ka の変化を示 す(図1)。乱流マッハ数以外の条件はすべて同じだか ら、各ケースでのkの成長率の違いは純粋に M_tの影響 と考えることが出来る。図1より「M_tが大きいほどk の成長が抑えられている」ことがよく分かる。

さらに詳しく調べるために、レイノルズ応力の各成 分についても調べてみる。ここでは、S1とS3のレイノ ルズ応力の非等方テンソル(b₁₁, b₂₂, b₃₃, b₁₂)の変化を比 較する。

$$b_{ij} \equiv \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}.$$
 (8)

図 2に b_{11}, b_{22}, b_{33} の変化を示す。一見して分かるのは M_t が大きいS3では「スパン方向の変動 u'_3 が最も抑え られ、その分 u'_1 が大きくなっている」ということであ る。 u'_2 も計算終期で少し減っているが u'_3 程ではない。 図 3に b_{12} を示し、 $u'_1 \ge u'_2$ の相関係数 f_{12} を図4に示す u'_1 $\ge u'_2$ の相関も圧縮性の影響が大きくなると悪くなって いることがわかる。これらのことから、高マッハ数で は「 b_{11} は増加しているものの、 $u'_1 \ge u'_2$ の相関が悪く なった上に b_{22} 自体も若干減っているためkの生産項に あたる b_{12} が減少した」と言える。

さらに詳しく調べるために、レイノルズ応力の各成 分についても調べてみる。ここでは、S1とS3のレイノ ルズ応力の非等方テンソル(b11,b22,b33,b12)の変化を比 較する。

$$b_{ij} \equiv \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}. \tag{9}$$

図 2に b11, b22, b33 の変化を示す。一見して分かるのは M,が大きいS3では「スパン方向の変動 u's が最も抑え られ、その分u',が大きくなっている」ということであ る。 u₂も計算終期で少し減っているが u₃程ではない。 図3にb12を示し、u' とu'の相関係数 f12を図4に示すu' いることがわかる。これらのことから、高マッハ数では 「butは増加しているものの、u」とubの相関が悪くなっ た上に b22 自体も若干減っているため k の生産項にあた る b12 が減少した」と言える。また、図5にはレイノルズ 応力非等方テンソルの不変量A(≡ 1-9/8(b_{ij}b_{ij}-b_{ij}b_{jk}b_{ki})) (Lumley 1978)の変化を示す。 Aは Flatness Parameter と 呼ばれ、等方性乱流でA=1、2次元乱流でA=0とな るためしばしば壁面の影響を示すパラメータとして応 力方程式モデルなどでよく用いられる。図より、初期 マッハ数の高いS3の方が非等方度が大きくなっている ことが分かる。乱れの成長が抑制される度合や応力の 非等方度がマッハ数によって異なる原因を、レイノル ズ応力の輸送方程式を用いて調べてみることにする。 圧縮性一様せん断乱流におけるレイノルズ応力の輸送 方程式は次のようになる

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\overline{u_1'^2}}{2} \right) = -\overline{u_1' u_2'} S + \frac{1}{\overline{\rho}} \overline{p' \frac{\partial u_1'}{\partial x_1}} - \frac{1}{2} \epsilon_{11}, \qquad (10)$$

$$D \left(\overline{u_2'^2} \right) = 0 + 1 \frac{1}{\overline{\rho} \frac{\partial u_2'}{\partial u_2'}} = 1$$

$$\frac{\overline{Dt}}{Dt}\left(\frac{\overline{u_2}}{2}\right) = 0 + \frac{1}{\overline{\rho}} p' \frac{\partial u_2}{\partial x_2} - \frac{1}{2} \epsilon_{22}, \qquad (11)$$

$$D\left(\overline{u_3'}\right) = 0 + 1 \frac{1}{\overline{u_3'}} \frac{\partial u_3'}{\partial u_3} - 1 \qquad (12)$$

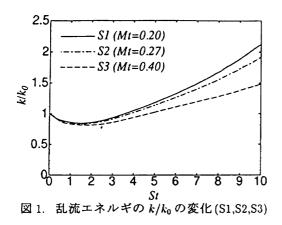
$$\frac{\overline{Dt}}{\overline{Dt}} \left(\frac{\overline{2}}{2}\right) = 0 + \frac{\overline{p}}{\overline{p}} \frac{p'}{\partial x_3} - \frac{\overline{2}}{\overline{2}} \epsilon_{33}, \quad (12)$$

$$\frac{\overline{Du'_1u'_2}}{\overline{Dt}} = -\overline{u'_2u'_2} S + \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{p'}{\overline{\partial x_3}} \left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u'_2}{\partial x_1}\right) - \epsilon_{12}, (13)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij} &= \frac{\rho}{\sigma'_{ik}u'_{j,k}} + \frac{\rho}{\sigma'_{jk}u'_{i,k}}, \qquad (14)\\ \sigma_{ij} &= \nu\left(u_{i,j} + u_{i,j} - \frac{2}{-d\delta_{ij}}\right), \qquad (15) \end{aligned}$$

$$v_{ij} = \nu \left(u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{1}{3} d\delta_{ij} \right).$$
 (15)

まずレイノルズ応力の対角成分の輸送方程式について 調べる。 $\overline{u_1u_1}$ の生産項についてはすでに kのところで 比較した。各成分の圧力歪み相関項についてS1, S2, S3 の3つの場合での値を比較する。まず $\overline{p'u_{1,1}}/(\overline{pSk})$ (図 6)だが、圧縮性の影響が大ぎいほど絶対値が小さくなっ ており、他の成分への供給が細っていることがわかる。 次に $\overline{p'u_{2,2}}/(\overline{pSk})$ (図7)だが、圧縮性の影響があまりな い。最後に $\overline{p'u_{3,3}}/(\overline{pSk})$ (図8)だが、これも圧縮性の影響が大きいほど絶対値が小さくなっている。マッハ数 を上げた場合の $\overline{p'u_{1,1}}/(\overline{pSk})$ の減少分と $\overline{p'u_{3,3}}/(\overline{pSk})$ の減 少分がほぼ同じであることから、「圧力歪み相関項に よる $\overline{u_1^2}$ から $\overline{u_3^2}$ へのエネルギー変換が圧縮性の影響で 抑制されている」といえる。



圧縮性が大きくなると圧力歪み相関項の乱れの生産 に対する割合が減少するが、このことは乱れの非等方 性を拡大させ、ひいてはレイノルズ応力の減少を招く。 このため、上記の混合層の流れなどでは、圧縮性が大 きくなると乱流拡散が不活発になり、成長率の低下を まねく。圧力歪み相関項の働きが小さくなる原因とし ては、乱流マッハ数の増加と共に圧力変動の乱流エネ ルギに対する割合 $p'/(\rho k)$ が小さくなることがあげられ る⁽⁹⁾。このことに着目して、応力方程式モデルにおけ る圧力歪み相関項に乱流マッハ数の影響を組み込めば、 計算の予測精度が良くなる。また、その修正した応力 モデルを基本に考えると、通常の $k-\epsilon$ モデルでは乱流 マッハ数の上昇と共に \overline{uv}/k が減少すると言うダンピ ングを $C_u = 0.09$ に施すのが妥当である。

また、混合層において層流から乱流へ遷移する際に もこのような圧縮性の影響が現れるのではないかと考 えられる。

文 献

- (1) Viegas, J.R. & Rubesin, M.W., AIAA 91-1783, 1990.
- (2) Sarkar, S. & Lakshmanan, B., AIAA J., Vol.29, No.5, 1991, pp.743-749.
- (3) Wilcox, D.C., 1992, AIAA J., Vol.30, No.11, 1992, pp.2639-2646.
- Sarkar, S., G.Erlebacher, M.Y.Hussaini & H.O.Kreiss, J. Fluid Mech., vol.227, 1991, pp.473-493.
- Blaisdell, G.A., W.C.Reynolds & N.N.Mansour, Proc. 8th Symp. Turbulent Shear Flows, Vol.1, 1.1, 1991.
- (6) Fujiwara, H., & C. Arakawa, Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows, Vol.2, 22.2, 1993.
- (7) Gerz, T., U.Schumann and E.Elghobashi, 1989, J. Fluid Mech., Vol.200, pp.563-594.
- (8) 藤原仁志 他 2 人, 日本機械学会論文集 (B), 63-605, 1997, pp. 161-166.
- (9) Vreman, A.W, et al., J. Fluid. Mech, 1996, pp.235-258.

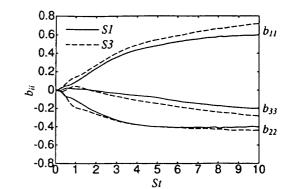


図 2. レイノルズ応力の非等方テンソル b₁₁, b₂₂, b₃₃ の比較(S1,S3)

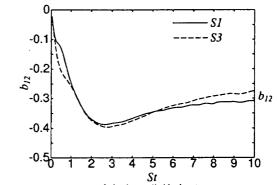
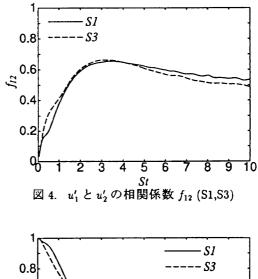
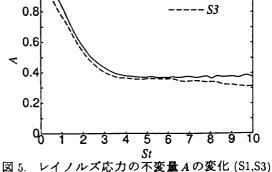
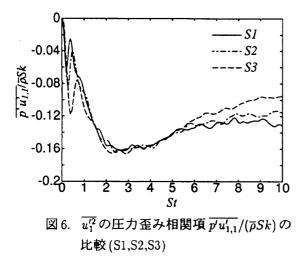


図 3. レイノルズ応力の非等方テンソル b₁₂の 比較 (S1,S3)







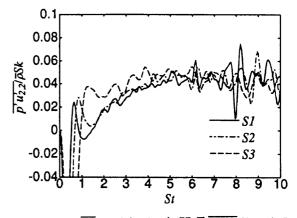
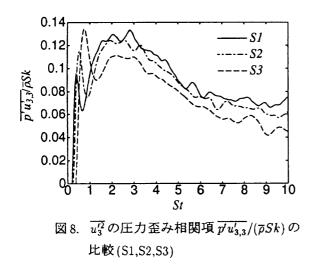


図 7. <u>u</u>^{r2} の圧力歪み相関項 <u>p'u'_{2,2}/(pSk)</u>の 比較 (S1,S2,S3)



高速車両中間車側面の圧力・流速測定

佐久間 豊*、 鈴木 昌弘*、 前田 達夫*

Measurement of Flow around a High Speed Train

by

Yutaka SAKUMA, Masahiro SUZUKI & Tatsuo MAEDA Railway Technical Research Institute

ABSTRACT

Flow-induced vibration of high-speed trains becomes one of issues in recent years. It was noticed that the yawing vibration of the car in a tunnel section(cross section 63.4 m^2) was more noticeable than that in a open section. The pressure fluctuation on the sides of the high-speed train has been considered one of the causes of yawing vibrations, which may spoil riding comfort. Few experimental studies, however, have been conducted and little knowledge has been obtained. In this study, we measures unsteady pressure and velocity on the sides of the high-speed train (16cars, length 400 m, cross section 10.2 m^2) to investigate the flow structure. The results indicate the existence of the large-scale structures such as vortices in the space between the train side and the tunnel wall.

Key Words : high-speed train, flow-induced vibration, unsteady flow

1. はじめに

近年、新幹線の速度向上にともない、車両の左 右動揺が顕著となり、乗り心地の面から問題にな りつつある。その現象の特徴は、トンネル区間の 方が明かり区間(非トンネル区間)より揺れが大 きく、また編成位置によりその程度が異なり、先 頭車両から後尾車両にかけて動揺が増大すること である。原因のひとつとして車両に働く空気力が 考えられ、車両動揺と列車側面に働く空気力(圧 力)との関係を調べているが[1]、車両まわりの流 れのメカニズムは不明の点が多い。本報告では、 トンネル(複線)を走行する車両の中間車側面位置 で、圧力と流速を同時測定し流れの構造を調べた。

2. 测定方法

測定に用いた列車は全長 400 m、16 両編成であ り、先頭から 13、14 両目(約 330 m)の中間車 側面位置に、圧力計と1次元ホットフィルムプロ ーブ、ピトナ管を設置した(図 1 参照)。図中の

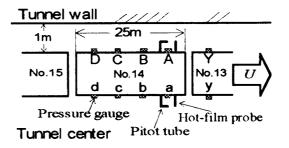


図1 圧力および流速測定位置(上から)

記号は測点の位置を示す。流速は測点Aおよび a の 2 個所で測定した。列車は最高速度 300 km/h で走行する。

列車は複線の片側を走行するため、図2のよう にトンネル内で偏った位置にある。ここでは、ト ンネル壁側に近い方の列車側面を「トンネル壁側」、 反対側を「中央側」とする。

3. 結果と考察

3.1 速度分布および圧力と流速の関係

中間車側面の境界層底部の速度分布を図3に示 す。実線は速度分布をべき乗則で表わした時の最 小二乗近似曲線である。明かり区間では列車側面 近傍で主流の約50~60%に達していることが分 かる。速度分布は、通常の平板乱流境界層分布と は異なっており、これはCrespiら[2],福西ら[3] の明かり区間での測定結果の傾向と一致している。 また、明かり区間とトンネル区間で分布は異なり、 トンネル区間ではトンネル壁側と中央側で異なっ ていることが分かる。

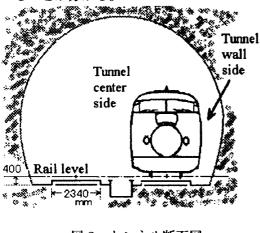


図2 トンネル断面図

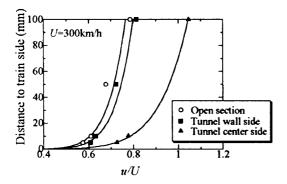


図3 境界層底部の速度分布

図4に、中央側の測点a、トンネル壁側の測点 A(図1参照)での圧力pと流速uの測定例を示す。 以下図9まで、列車速度U=300 km/h、流速計 の列車側面からの距離L=50 mmの位置で測定 した結果を示す。車両動揺の周波数帯(2~3 Hz) に注目するため、0.2~5.0 Hzのバンドパスフィ ルタをかけ高周波成分を除去した。左側の図が明 かり区間を、右側の図がトンネル区間を示す。圧 力、流速とも、明かり区間よりトンネル区間の方 が変動が大きくなっている。トンネル区間では、 中央側と比較して、トンネル壁側の方が振幅が大 きくピークがはっきりしていることが分かる。ま た、トンネル壁側の圧力と流速のピークには対応 関係が見られ、流速の上に凸のピークの直後に圧 力の下に凸のピークがくる傾向にある。

図5に、測点Aでの圧力と流速のパワースペク トルを示す。明かり区間では圧力、流速ともに目

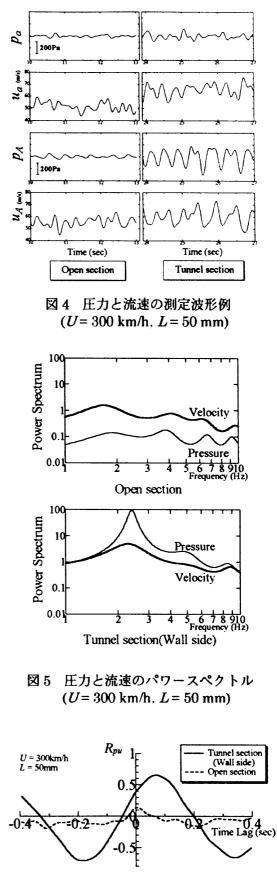


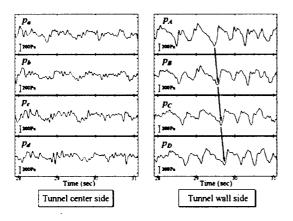
図6 圧力と流速の相互相関Rm

立ったピークは存在しないが、トンネル区間の壁 側では両者ともに 2.4 Hz 付近に卓越周波数が存 在し、特にトンネル壁側の圧力のパワースペクト ルが、明かり区間に比べて非常に大きくなってい る。

図6に、明かり区間とトンネル壁側の、変動圧 力と流れ方向変動流速の相互相関を示す。明かり 区間では時間遅れ0.0 sec付近にピークが認めら れるものの、非常に小さい。一方、トンネル区間 のトンネル壁側では相関が高く、時間遅れ0.07 secに正のピークが、-0.19 sec付近に負のピーク が存在する。これは、図4の測定波形例において、 圧力と流速のピークが対応関係にあることを示し ている。

3.2 圧力変動と時空間相関

前節では、主に列車側面の一つの測点に絞って 圧力と流速の関係を見てきた。ここでは、列車側 面全体の空間的な流れの構造について述べる。



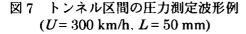


図7は、トンネル区間走行時、中央側の測点 a ~d、トンネル壁側の測点 A~D の圧力測定結果で ある。トンネル壁側での圧力変動は中央側よりも 振幅が大きく、下に凸の鋭いピークを持つ特徴的 な波形であり、図中矢印のように、測点 A から D の方向へ移動している。

圧力変動の時空間相関を図8に示す。相関は圧 力計問の距離が大きくなるしたがって、中央側で は急速に減少するが、トンネル壁側では係数0.8 以上の値を保っている。これはトンネル壁側での 圧力変動が図7のように、あるパターンを維持し ながら伝ばしていることを表す。時空間相関の時 間差から圧力変動パターンの伝ば速度を計算する と、列車速度の約80%で移動している。

図9に、トンネル壁側の測点YからA、中央側 の測点yからaの側面圧力の相互相関を示す。明 かり区間およびトンネル中央側と比較し、トンネ ル壁側では相関が高く、異なる車両間の連結部を 超えて規則的な圧力変動パターンが伝わっている ことが分かる。

トンネル壁側で各相関が非常に良いこと、およ び相関の時間差から、トンネル壁面と列車側面間 の空間に、渦などの大規模な流れの構造の存在が 推測される。

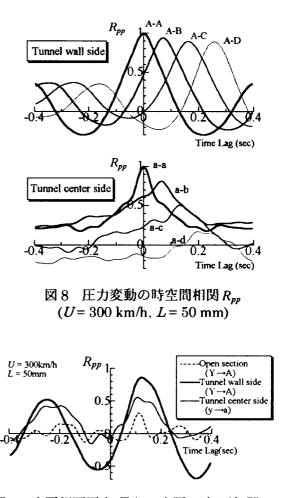


図9 車両側面圧力(異なる車両)の相互相関R_{pp}

図8の圧力変動の移動速度 V = 66 m/s および図 5のパワースペクトルのピーク周波数 f = 2.4 Hz から、圧力パターンの変動の間隔 $\lambda t \lambda = V/f$ よ り約 27.5 m の間隔で変動していることが分かる。 一車両長さは 25 m であり、圧力変動の波長は比較的この値に近い。車両間の連結部には凹形の段 差があり、このギャップが流れの大規模構造の発 生原因の一つであることも予想される。

高速編成列車まわりの流れの特徴として、通常の風洞実験に比較してレイノルズ数が非常に大きく(~10⁹)、また、トンネル内走行時、列車長に比較して、列車側面とトンネル壁面間は狭く、両者は高速度(~83 m/s)で相対運動している。ゆえにトンネル壁側では、強いせん断流れの状態にあり、渦など流れの大規模構造が発生しやすい条件にあると考えられる。

4. まとめ

側面変動圧力の時空間相関等の結果から、列車 が高速でトンネル内を走行する時、トンネル壁と 列車側面間の空間に、渦などの大規模な流れの構 造が存在することが分かった。今後の課題として、 2次元流速の測定、②風洞実験、数値シミュレーションによるトンネル壁側のせん断流の解析、
 ③既得データの更なる解析等により、大規模な流れの構造の特定と、発生原因の解明をおこなっていく予定である。なお、列車の左右振動加速度は乗り心地を決める重要な要素であるが、現在の営業時の走行状態では、特に問題の無いレベルであることを付け加えておく。最後に、測定に際してのJR西日本の御協力に感謝の意を表します。

参考文献

[1] 石原ほか3名、機械学会第5回交通・物流部 門大会講演論文集、(1996)、123-126.

[2] P.Crespi, R.Grégoire and P.Vinson, The Proc.of the World Congress on Railway Research '94. 2 (1994), 767.

[3] 福西ほか5名、第23回乱流シンポジウム講演 論文集、(1991)、120-131

再突入機開発における境界層遷移予知の問題

Boundary Layer Transition Prediction Problem in Re-entry Vehicle Development

> 穂積弘一 藤井啓介 Koichi HOZUMI Keisuke FUJII 航空宇宙技術研究所空気力学部

ABSTRACT

Problems associated with boundary layer transition prediction are discussed for aerothermal design of re-entry vehicle. First, windward boundary layer transition characteristics are examined based on US Shuttle and HYFLEX flight data. Then, results of available basic wind tunnel experiments which may be associated with distinctive feature of re-entry vehicle transition are reviewed. Nose bluntness and angle of attack effect are mainly discussed. These effects will related to unit Reynolds number reduction by nose shock total pressure loss, boundary layer edge flow condition change by entropy layer swallowing, and change of shock layer flow profile following change of flight attitude. Finally, importance of efforts in theoretical and experimental studies on boundary layer instability to clarify transition mechanism is emphasized.

Key Words: boundary-layer transition, re-entry vehicle, nose bluntness effect, hypersonic

1. はじめに

HOPE等の再突入機の開発において、再突入 時の遷移開始時期の予知は、遷移に伴い空力加熱 量が増加するため、熱・空力設計上極めて重要な 課題である。再突入時には軌道に沿った主流状態 /姿勢の変化に依存して、境界層は再突入開始時 の層流から乱流へ遷移するが、遷移開始が再突入 時の加熱のピーク時以降に起きる様にすることに より、遷移開始時の加熱量上昇及び飛行期間全体 の総加熱量が熱設計上の制限を越えない様に断熱 タイルを用いた機体の耐熱設計と軌道検討を行う 必要がある。

ここでは、シャトルで実用的に用いられた予測 法とシャトルやHYFLEXの飛行で観測された 遷移現象について述べると共に、予知に必要な遷 移メカニズムの解明の手掛かりを得るため、これ までに行われている基礎的実験との関連を考察す る。

2. 再突入機の飛行データ検討

境界層遷移のメカニズムの解明/予知の問題は 流体力学上の残された重要な課題であるが、実飛 行でどの様な事が起こっているかを把握し、遷移 メカニズムと矛盾せずしかも実用上使用し易い形 で設定を行う必要がある。

2.1シャトル飛行データの検討

2.1.1シャトルの遷移の特徴

シャトルは有翼再突入機の遷移現象に対する貴 重な飛行データを与えている。その特徴として①鈍 頭度効果の影響が大きく、②高迎角時の遷移であ り、③表面粗さの効果があることが挙げられる。 この様な場合の流れは局所的にほぼ一定マッハ数 の超音速流れで、シャトルの遷移が起こった主流レ *11kx* 数、マッハ数範囲は風試が可能な領域(遷移 開始及びほぼ全域が乱流となるマッハ数は各々 M=10 及び M=7)にある。 図1にシャトルの飛 行実験(STS-4)の遷移開始時期の予測との比較 を示す⁽¹⁾。風試結果に基づく予測より飛行時の遷移は遅く起こり、機体後方で遷移が始まると一瞬に前方にまで拡がる flashing と言われる現象が起きていることが分かる。シャトルの遷移のもう一つの特徴は、フライト毎に遷移開始時期が異なり、極端に遷移開始が早い場合が有ることである。

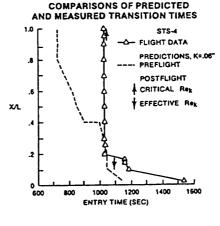
2.1.2 シャトル遷移のクライテリア

<u>表面粗さの遷移開始点への効果</u>:表面粗さによ る遷移への効果は境界層にたいする2つの遷移パ ラメータで分類出来る。

①臨界粗さレイノルス、数(Critical roughness Reynolds number) ②有効粗さレイノルス、数(Effective roughness Revnolds number)

①は粗さがその後方に於ける遷移開始に影響を 与える最小粗さに対するレイノルズ数で、流れの 条件に依存し、風洞主流ノイズと壁温の大きな影響を受けること及び粗さ以後の流れの条件にはよ らない特性がある²。

②は粗さがその後方で遷移を直ちに引き起こす



(d) STS-4.

図1シャトル遷移開始時間(Ref.1)

時の粗さV1/Na^{*}数で、鈍頭度はこの有効V1/Na^{*}数 を大きくする効果(圧力勾配効果)があり、また、 中心線上を外れた位置での遷移は Cross-flow pressure gradient により遷移が早まる³⁾。

シャトルの遷移予知法:シャトル設計では遷移 クライテリアは運動量厚さθに基づいた局所レイ ノルズ数と局所マッハ数の比、Re。/Ma=C(C=250) を用いている。また、熱防護材(TPS)の表面 粗さによる効きを考慮するため、遷移予測に上記 の2つの遷移粗さレイノルズ数を用いTPS段差 の高さによるV(1)Mズ数Re kにより次の様な場合分 けを行なっている。

 Rek,x=0.11 ≤ 30:粗さの影響の無い場合(Incipient), 2)110 ≤ Rek,x=0.11 ≤ 180:粗さにより 遷移が早まる場合(Critical), 3)Rek,x=0.11 ≥ 180: 粗さのすぐ後方で遷移が起こる場合(Effective)。

これから、粗さのある時と無い時の遷移クライ テリア比(Re $_{\circ}$ /Me) $_{R}$ /(Re $_{\circ}$ /Me) $_{s}$ と粗さレ イノルズ数の関係を図2の様に定めて設計/予測 に用いている。

しかしながら、この遷移予測基準はフライト結 果と比べると必ずしも十分ではない。遷移クライ テリアは、図3に示す様に、頭部近傍の遷移クラ イテリアはほぼ風試(斜線部)に近いが、胴体後 半部では風試予測<飛行遷移パラメータになって いる。また、飛行前予測はFlashinhg 現象が起きて いるため、早めに開始点を予測している(図1)。

2.1.3 シャトルデータのコリレーション

公表されているシャトル飛行データにより、実 飛行の遷移現象の流れ場への依存性を調べて見る と、再突入軌道に沿った主流状態の変化(マッハ 数の減少、Re数の増加)、姿勢の変化(迎角の減 少)に応じて、次式の様な依存性を示す⁴⁾。

 $F_{1} = (\text{Re}_{\theta}/M_{c}) (M_{e}/\text{Re}_{x})^{0.4} (M_{\infty})^{0.33} (\text{Re}_{\infty L})^{0.25} (T_{w}/T_{0})^{0.25}$ $F_{2} = (\text{Re}_{k,k=0.1})^{0.25} (\sin^{2} \gamma) ((T_{w}-T_{\infty})/T_{0})^{-0.18} (1)$ $F_{1} \cdot F_{2} = 190 - 210$

主流流れ場諸量 (M_∞, Re ∞ L, T₀, T∞)と局所の流 れ場諸量 (Re ₀, Re_x, M₀, Re_{xk∞1})の依存性の他 に、主流に対する機体表面迎角 γ 、壁温 T_w が重 要な遷移パラメータであることに注目する必要が ある。

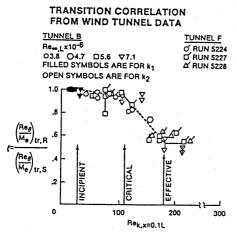


図2 シャトルの遷移クライテリア

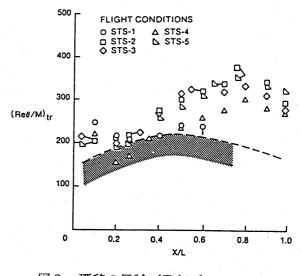


図3 遷移の風試/飛行データの比較

2.2 HYFLEXの遷移

図4は HYFLEX の胴体下面上の表面温度観測点 の加熱率の時刻歴を示す⁽³⁾。測定された急激な加 熱率変化は遷移によるものと考えられ、著しい特 徴として、風試で得られた遷移 Re 数より早い時期 に遷移を開始し、しかも再層流化が起きていると 考えられる。

HYFLEX の機体は有翼のシャトル形状と異な り、鈍頭円柱に近いと考えられるため、斜め円柱 の遷移クライテリア [®]を適用すると良く説明出来 る。即ち、図5から分かる様に、飛行データは attachment line 上の遷移開始予測値の、十分に滑ら かな無限円柱の場合と、上流に大きな擾乱のある 場合の中間の値を示している。

3. 基礎的実験結果の考察

2章で述べた遷移現象のメカニズムを理解し遷 移予知法のクライテリアを定めるためには、これ

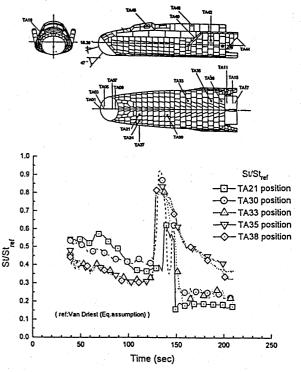
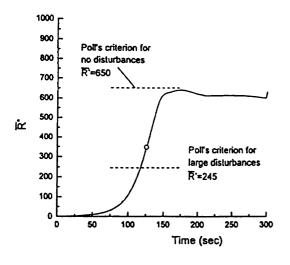
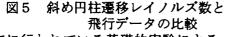


図4 HYFLEXの加熱率の時間履歴





までに行われている基礎的実験によるマッハ数, レイノルズ数,局所的な流れ場、主流流れ場との 関係、及びそれにもとずく支配的パラメータの効 果(ユニットレイノルズ数/マッハ数/鈍頭度/ 形状/3次元流れ(Cross-flow)/粗さ/流れ方 向の曲率効果)との関連を確かめることが必要で ある。ここでは上述のパラメータのうち、特に再突入 機に特徴的な現象に関連深いと考えられる鈍頭度 /迎角の効果と境界層外縁のユニットレイノルズ 数の減少、Entropy Layer との関係についてこれま での実験/検討結果を調べ検討した。

3.1 特徵的実験例

<u>鈍頭度の効果</u>: Stetsen⁷は、鈍頭円錐の遷移に対 する鈍頭度、迎角効果及び壁温効果を調べている。 図 6 はエントロピ 層の swalloing 長さ X_w と遷移開始位 置 X_Tの比に対し Sharp cone と Blunt cone の遷移 位置の比の関係を示す。これより、小さな鈍頭度 は、遷移位置を後方に移動させ、最大で鋭い円錐 の遷移位置から 4.1 倍後方まで移動する。鈍頭度 を更に増すと、再び前方に移動することが分かる。

図7は図6をエントロピ層の swallowing 効果を 考慮した局所i(i)i、数で整理したもので、これよ り、図6の振る舞いにはエントロピ層の swallowing 効果が重要な役割をしている事が分かる。Ref.7 で は、鋭い円錐では、小迎角範囲($\alpha < 10$ °)で、 迎角を増すと下面では遷移位置は後方に、上面で

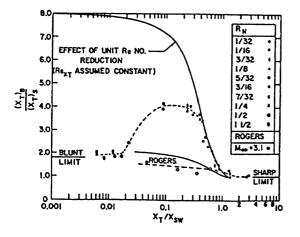


図6遷移位置への頭部鈍頭度の影響(Ref.7)

は前方にするが、鈍頭円錐では下面上面とも後方 に移動すること、また、壁温比(Tw/Taw)が 0.58 から 0.25 の間で遷移の逆転(表面冷却による遷移 促進)が起きる事も示めされている。

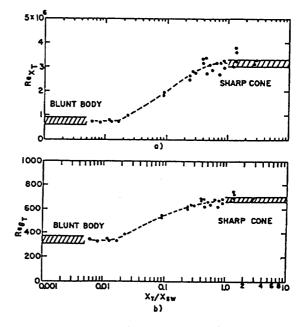
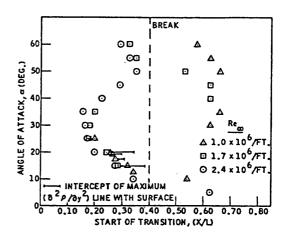


図7 局所遷移R e 数による鈍頭度の効果(Ref.7)

<u>迎角効果</u>:文献8の実験はリフティングボディ形状模型 の下面の遷移に対する迎角効果の興味ある結果を 示している。 図8は迎角を変化させて行くと、主 流レイノルズ数に依存して、高迎角では後方にあった 遷移開始点は突然前方に移動し更に低い迎角でま た遷移点は後方に戻ることを示している。この現 象はシャトルにおける flashing 現象、HYFLEX で 観測された再層流化の振る舞いとよく似ている。 また、上記の遷移の起こるレイノルズ数範囲では迎角 0°では先端部に粗さを与えても遷移は起こらな いことが示されている。



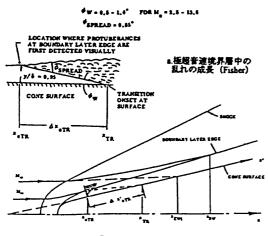


3.2 鈍頭/迎角効果の考察

3.1章で示した実験結果は鈍頭効果によるユ ニットレイノルズ数の減少、エントロピ層外部流 れの変化、頭部近傍の衝撃波形状の変化と関連し ていると考えられる。 Ericsson⁹⁾は、これらの既存データから遷移位置 を予測するための解析を行い、鈍頭円錐の遷移は 頭部鈍さによるエントロピ層勾配の境界層への影響で あるとして、粘性効果を表すエントロピの swallowing 長さ X_mの他に、非粘性効果を表す表面圧力が鋭 い円錐と同じになる時の距離 X_{EWi}を用いた遷移位 置コリレーションを行い、遷移を引き起こす擾乱は "invicid origin" であると推論している。

また、Softley¹⁰はレイルズ、数の増加に伴う遷移位置 の前方移動は、鈍頭度増加によってエントロビ層の swallowing の終了位置の上流で遷移が起こった時 に急激に加速されることを示した。この頭部鈍さ の大小による効果の違いは、shock layer 中のせん 断流れの違いによるとしている。即ち頭部から十 分下流では(鈍頭度小)、エントロビ層は完全に境界層 に吸収されて、一様なエントロビ層となっているが、 鈍頭円錐圧力が鋭い円錐圧力となる位置(Xswi)よ り前方では(鈍頭度大)、実験データは理論的に予 測される強いエントロビのせん断流れを示す。この様 な外部流れのせん断は擾乱を誘起し遷移を促進す る¹¹)。これらの実験結果は Stetson の実験¹²¹で示 された変曲点非粘性不安定との関係を想起させる。

Encsson⁹ は大きな鈍頭度の場合の遷移長さの コリレーションを示しているが、位置関係を複雑 にしているのは極超音速流れでは擾乱は境界層内 の外側部分から生じる(図9)ためであるとして いる。この様な極超音速流の遷移のメカニズムも 更に実験的に明らかにする必要がある。



b." Entropy Wake Effects'

図9極超音速流の遷移のメカニズム (Ref.9)

4. 安定性理論による検討の必要性

遷移予知に対しては、実験結果と線形安定性理 論との関係の解明が今後の重要な研究課題である。 特に、線形安定性理論で導出される不安定性モ ード(lst mode(TS instability), 2nd mode or invicid layer instability)と壁温効果(不安定性への効果は モードで異なる)と実際に起こっている現象との 関係を明確にする必要がある。3章の諸パラメー タ効果の実験結果を利用することと、Hot wire 等 による流れ諸量の変動量測定結果との比較解析が 解明には必須である。図10に示す円錐の増幅率 と波数の関係は 2nd モードが遷移に支配的の様に 思えるが、実際には、遷移の起こる前に 2nd モード は減衰してしまい、擾乱が発達し最後に遷移に至 る過程は線形理論では説明出来ず、実験的/解析 的解明が必要である。

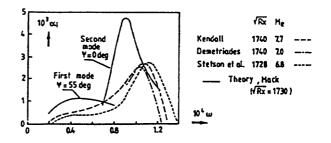


図10 Sharp cone の線形安定計算と実験の比較

(参考文献)

- Goodrich, W.D., Derry S.M., and Bertin, J.J., "Shuttle Orbiter Boundary Layer Transition at Flight and Wind Tunnel Conditions," Shuttle Performance : Lesson Learned, part2, NASA CP2283, pp.753-759, March 1983.
- 2) Gibbings, J.C., and Hall, J.D., "Criterion for Tolerable Roughness in a Laminar Boundary Layer," J., of Aircraft, Vol.6, March - April 1969, pp.171-173.
- 3) Van Dreast, E.R., and Blumer, C.B., "Boundary-Layer Transition at Supersonic Speeds: Roughness Effects with Heat Transfer," AIAA J., Vol.6, No.4., pp.603-607, Aug. 1968.
- Hozumi, K., "A correlation of Shuttle Transition Data and Its Application to Re-entry Vehicle Transition Prediction," ISTS 96-d-01, May 1996.
- 5) 藤井啓介 「HYFLEX 飛行における空力加熱計測につ いて」 NAL SP-32, HYFLEX/HOPE シンポジウム講演論文 集 pp129-133. 1996 年 9 月.
- 6) Poll, D.I.A., "The Development of Intermittent Turblence on Swept Attachment Line Including the Effect of Compressibility," The Aeronautical Quartery, vol.VI. No.XXXIV, pp.1-23, Feb. 1983
- 7) Stetson, K.F., and Rushton, G.H., "Shock Tunnel Investigation of Boundary-Layer Transition at M=5.5," AIAA J., Vol.5, No.5, pp.899-906, May 1967.
- Young, C.H., Reda,D.C., and Roberge, A.M., "Hypersonic Transitional and Turbulent Flow Studies on a Lifting Entry Vehicle," AIAA paper 71-100, January 1971.
- Ericsson, L.E., "Effect of Nose Bluntness and Cone Angle on Slender Vehicle Transition," AIAA paper 87-1415, June 1987.
- 10) Softley, E.J., Graber, B.C., and .Zempel, R.E "Experimental Observation of Transition of the Hypersonic Boundary Layer," AIAA J., Vol.7, No.2, pp.257-263.
- 11) Deissler, R.G., "Growth of Turbulence in the Presence of Shear," The Physics of Fluids, Vol.15, No.11, pp.1918
 -1920. November 1972.
- 12) Stetson, K.F., and Thmpson, E.R., Donaldson, J.C., and Siler, L.G., "Laminar Boundary Layer Stability Experiments on a Cone at Mach 8, part2: Blunt cone", AIAA paper 84-0006, Jan. 1984.
- Fischer, M.C., "Spreading of a Turbulent Disturbance," AIAA J., Vol.10, No.7, pp.957-959, July 1972.

岩宮敏幸、小川哲 航空宇宙技術研究所

Expect for the Progress of Turbulence Research for the Development of SST of Next-Generation

by

Toshiyuki Iwamiya and Satoru Ogawa National Aerospace Laboratory

Abstract

National Aerospace Laboratory(NAL) has started a research program to develop an unmanned supersonic experimental aircraft to establish aerodynamic design technology composed with Computational Fluid Dynamics(CFD). Rocket-engine launched aircraft will be designed to test a design technology for clean aircraft configuration and jet-engine propelled aircraft will be developed for evaluate a propulsion integration design technology. This paper describes the present status of the aerodynamic design process of the Rocket-engine launched aircraft and the problems of aerodynamic design with CFD.

1. はじめに

次世代の超音速旅客機(SST)の国際共同開 発に向けて現在、米国、欧州で研究開発プログラ ムが進められている。我が国においても科学技術 庁の航空・電子等技術審議会から平成6年6月に 第8号答申「航空技術の長期的研究開発の推進方 策について」[1]が提示され、この内容を受けて科 学技術庁に「小型高速実験機概行実験計画研究会」 が設けられ、具体的な実験機概念と実証技術課題 が設けられ、具体的な実験機構のとした。 設計技術の確立とその実証が掲げられている。本 稿では、現在航技研で進めている小型実験機開発 計画の概要と第一フェーズであるロケット実験機 に対して現在進めているCFDを利用した空力設 計について述べ、CFD解析技術の問題点と乱流 研究の進展への期待について議論する。

2. 次世代高速輸送機開発プロジェクト

1972年に就航した英仏共同開発による第一 世代の超音速旅客機コンコルドは現在でもロンド ン、パリとニューヨークの間を就航しているが、 高い運賃と短い航続距離、騒音、排ガスの問題で 成功したとは言えず、超音速旅客輸送の流れを作 り出すことはできなかった。しかし、その後の航 空技術の発展により、コンコルドが抱えている経 済性と環境適合性の課題を解決する可能性を追求 する動きが1990年代になって欧米を中心に活 発となっている。米国の High Speed Research Program、欧州の European Supersonic Research Programme 等がそれである。我が国でも通産省の 指導のもとに(社)航空宇宙工業会が中心となっ て超音速輸送機の開発調査研究が進められている。 それらの結果によれば、欧米及び日本で現在構想 されて次世代のSSTの規模は、経済性、市場性 の観点から

マッハ数	2. $0 \sim 2.4$
乗客数	300人
航続距離	11,000km
長さ	100m
最大離陸重量	360トン

が有力となっている。この規模で、経済性を確保 しつつ、環境適合性の3つの課題である空港周辺 での騒音レベル、排ガスによるオゾン層への影響、 ソニックブームを解決することが求められる。ソ ニックブームについては、現在、陸上での超音速 飛行に法的規制があるため、この規制を緩和しな い限り、陸上ではマッハ0.95程度の高亜音速飛行 せざるを得ない。

空力的には巡航時及び離着陸時の高揚抗比を達 成することが課題となっている。これは、低アス ペクト比翼の方が有利な超音速巡航と高アスペク ト比の方が有利な離着陸から遷音速までという有 利な平面形状が相反する速度領域をどううまく両 立させるかという技術的に困難な課題を突きつけ ている。

市場規模と莫大な開発コストから次世代SST

は国際共同開発であることは間違いなく、その開 始は21世紀初頭と予想されている。開発されれ ば、ビッグ・ユーザになることは間違いない我が 国においてもこの次世代SSTの国際共同開発に 主体的に参加できるための技術開発を進める必要 があるとの答申が航空・電子等技術審議会から平 成6年6月にだされた[1]。これを受けた「小型高 速実験機飛行実験研究会報告」[2]でCFD・空力、 材料・構造、推進並びに制御の各分野で技術を重 点化し、その成果の実証のために小型実験機の開 発、飛行実験を行うこと等が提示された。現在、 上記報告に沿って航技研を中心として小型超音速 実験機計画を進められている。

本実験機計画は2つのフェーズに分けて進めて いくこととなっている。第一フェーズはエンジン なしのクリーンな形態をロケットを利用して試験 高度に投入するロケット実験機であり、第二フェ ーズはジェットエンジンを搭載したジェット実験 機である。空力の第一フェーズでの検証課題はク リーン全機の高揚抗比機体設計技術であり、第二 フェーズではエンジンと機体の干渉を考慮した機 体・エンジン統合設計技術の検証を目的としてい る。

3. ロケット実験機空力設計

超音速機の空力設計にいかに進めていくか。概 念設計段階と詳細設計段階では当然要求される精 度が異なる。概念設計の段階では線形理論等簡易 な手法を用いていろいろなコンセプトを試し、設 計が進むにつれて時間はかかるがより精度の高い 解析で設計結果を確認していくというのが一般的 に最も合理的と考えられるアプローチである。

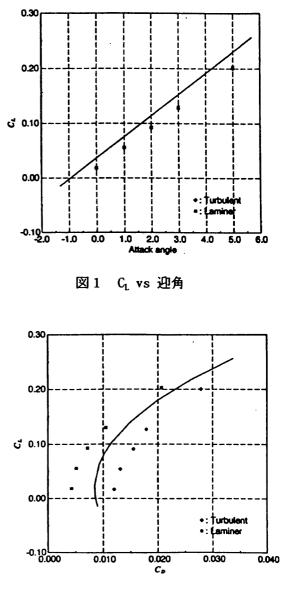
しかしながら、線形理論による結果は揚力、抗 力と言った積分量に対しては一次近似としてかな りあうが、流れの詳細は定性的にもあまりあって いない。例えば、設計の重要な指針となる翼面荷 重分布については オイラー解析や ナビエ・スト ークス解析 (NS解析) とは結果がかなり異なる ため、必要に応じて概念設計段階から超音速線形 理論とNS解析の組み合わせていくことも必要に なる。

今回のロケット機の空力設計の手順を段階的に 追って見る。まず、揚力面理論と細長物体理論と いう線形理論の考えを用いて設計を進め NAL 一 次形状を定めている。

具体的には、評定の揚力係数 C_L=0.1 として ①揚力依存抵抗低減のための平面形の選択

- ②揚力依存抵抗低減のための主翼の最適ワープの設計(カールソンの方法)
- ③体積依存造波抵抗低減のためのエリア・ルールの採用

を行った。②で定められたワープ形状に適当な最 大翼厚分布を設定し、NACAO系の翼厚分布をかさね あわせ、③で設計された胴体を結合し、構造的な 成立性の評価を経て得られたのが NAL 一次形状で ある。この形状に対して、全域層流(乱流モデル なし)と全域乱流と仮定して Baldwin-Lomax モデ ルを用いたNS解析を行い、揚力傾斜、ポーラー カーブ等について線形理論との結果をを比較した。 [3]



🖾 2 G vs G

場力傾斜については概ね一致しているが、線形 理論の方では胴体による影響を考慮していないた め、同一の迎角ではNS解析の方が揚力が小さく なっている。揚力傾斜に対応して、ポーラーカー ブの開き具合は良い一致を示している。これに対 して、荷重分布はかなり異なっており、非線形効 果が現れている。

他方、目標としている揚力係数 G=0.1において 摩擦抵抗が全抵抗の半分近くを占めると評価され るため、別途境界層解析と安定性計算を組み合わ せた遷移判定法で層流翼型である NACA6系の翼厚 分布を重ね合わせた場合と比較した結果、超音速 領域でも安定領域が広がることが明らかとなった。

これにより、第一次形状を改善するための設計 方針として自然層流化を検討することとなった。 すなわち、翼上面の圧力分布とその遷移特性の関 係から理想的な上面圧力分布として前縁で急激に 圧力が低下し、その後、後縁に向かってほぼフラ ットに圧力が推移する上面圧力分布を設定し、線 形理論から導かれる最適な荷重分布を組み合わせ て、翼下面の圧力分布を設定した。

圧力分布を指定してその圧力分布をを実現する 形状を決定する問題を逆問題と呼んでいる。逆問 題を解く方法は、種々提案されているが、高梨の 残差修正法を超音速域に拡張した3次元的な方法 と線形理論に基づいて各断面ごとに2次元的に翼 断面を修正する準逆解法を利用して現在設計を進 めている。これらの逆解法では現在の形状に対す るNS解析を行い、その結果生じる目標分布との 差をもとに新たな形状修正量を求めるという操作 を繰り返している。

形状として翼胴結合体を対象としており、修正 された翼形状を胴体と結合子空間格子をはる部分 に時間がかかっているため、現在、反復途中の段 階である。途中結果の一例を図3に示す。

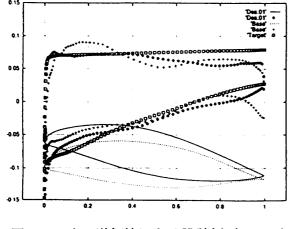


図3 3次元逆解法による設計例 (η=0.3)

点線が初期形状、実線が設計形状、圧力分布は+ が初期形状、◇が設計形状、□が目標圧力分布で ある。

4. 空力設計におけるCFD解析の役割と乱流研 究への期待

従来から用いられている線形理論による解析は 時間、コストの面で、簡易な性能推定ツールとし て設計の初期段階では大変有効なツールであるこ とは間違いない。しかし、より高性能な航空機を 設計するためには線形理論だけでは不十分なのは 明らかで、圧縮性や粘性の影響を知るためには風 洞試験を行うか、CFD解析を実行する必要があ る。風洞試験は過去からのデータの蓄積とその検 証により、実験条件さえ整えば、信頼性の高い流 れ場解析や性能予測が可能である。一方、CFD 解析は形状変更、レイノルズ数等の条件の変更の 容易性やコストの面で風洞試験を補完するパラメ トリック・スタディに有効な手段として期待され てきた。

しかしながら、計算機の性能の飛躍的な進歩に より、オイラー解析やナビエ・ストークス解析等 のCFD解析と最適化手法と組み合わせることに より、形状の最適設計に利用することが、研究レ ベルだけでなく実用レベルでも可能になりつつあ るように思われる。今回のロケット機で実施した ワープの設計は線形理論に基づく最適設計手法で ある。最適化の度合いは性能予測に利用した手法 に依存するのは当然である。非線形性を考慮した CFD解析と組み合わせた最適設計法により、よ り高いレベルの最適化を実現する。小型実験機計 画で目指している設計手法はまさにこれである。

最適化プロセスにはいろいろな手法がある。設 計要求にあった目的関数を設定し、この目的関数 を最大とするような設計変数の値を勾配法等によ り求める方法がその一つである。勾配法において は収束したとしても局所的な極大値になり、全体 での最適解に行かない場合がある。これらを避け る方法として確率的な要素を組み入れた遺伝アル ゴリズムや焼き鈍し法等が提案されている。これ らの方法は大量の計算機パワーを必要とするため、 設計変数の数が少ない場合を除いて実際の設計の ためには、さらに一層の効率化が必要である。

また、超音速機は広範囲な速度域を飛行するため、超音速域だけでなく離着陸時や遷音速域での 性能も考慮する必要があり、多目的最適化が重要 となってくる。

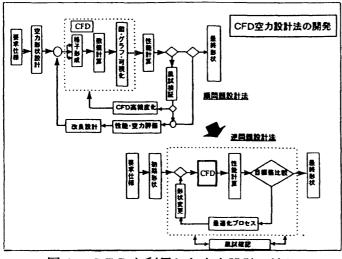


図4 CFDを利用した空力設計の流れ

これらの最適化手法は例えば揚抗比を目的関数 とすれば揚抗比と最適形状の関係を直接的に理解 する必要はなく、唯一の制約は設計変数をいかに 選定するかであり、ある意味で予想もしなかった 新しいコンセプトを表現する可能性がある。一方、 今回試行的に利用した逆解法は圧力分布というよ り具体的な目的を与えるため、できあがった形状 が目的に合致しているかどうかを理解しやすい。 しかしながら、圧力分布と形状との関係がほとん ど一対一であることが予想されるため、逆に設計 上の制約を取り込みにくいという欠点がある。

今回の場合も構造的な制約から、各翼断面の最 大翼厚に緩やかではあるが、条件を付ける必要が あり、その条件の下で本当にその圧力分布を実現 できるか、すなわち解のある問題を解いているの かという別の問題が発生する。超音速と遷音速と で圧力分布を設定したいという場合も同様である。

これらの最適化手法はあくまで流体場のCFD 解析の精度の範囲で最適なものを求めていること に注意しなければならない。しかしながら、現在 実用的に利用可能で最も精度が高いと考えられる NS解析はまだ、多くの問題を抱えている。特に SSTでCFDに期待するものは、摩擦抵抗の推 算、エンジンと機体の干渉効果、離着陸の大迎角 飛行時の性能推算である。これらの問題は乱流、 遷移が大きく関わっており、1980年代にCF Dの計算法は飛躍的に向上したが、乱流モデルや 遷移モデルの進展がなかなか進んでいないため、 未だにCFD結果の信頼性が不十分であると見ら れている原因である。

現在、実用レベルで使われているNS解析はレ イノルズ平均ナビエ・ストークス方程式(RAN S) に代数モデル(Baldwin-Lomax モデル)を組み 合わせたものが主流である。遷移位置が特定され れば超音速巡航時の摩擦抵抗の推算にはこれで十 分であると思われるため、遷移予知コードの開発 が緊急の課題である。現在、最も実用的であると 思われているものはCFD解析と安定性解析を組 み合わせた e^N法であるが、検証はまだ不十分であ る。今回のロケット実験機では実際の飛行条件下 での遷移の測定を行う予定となっており、遷移判 定法の検証に有用なデータを獲得できることが期 待される。

代数モデルに変わる乱流モデルとして1方程式 モデルや2方程式モデルが種々提案されているが、 どこまで利用できるかは今後の検証を待たざるを 得ない。乱流モデルの不確定性をできるだけ排除 する意味で Large Eddy Simulation の研究も活発 に行われているが、必要な格子数は現在のRAN S解析に比してかなり細かくする必要があるとと もに、高速輸送機に適用する場合、壁近傍のSG S (Subgrid Scale) 粘性の取り扱いが難しく、今 後の課題である。

前述したように、超音速巡航時には翼面上全面 乱流を仮定した場合、摩擦抵抗が全抵抗の40% 以上を占めている。抵抗を軽減するためにはこの 摩擦抵抗分をいかに減らしていくかは避けて通れ ない。この摩擦抵抗軽減には、今回試みた自然層 流化の他、吸い込みによる層流制御、リブレット やLEBU(Large Eddy Break Up Device)を用いた乱 流制御が考えられている。また、マイクロデバイ スを用いたアクティブ制御技術の研究も開始され ている。

これらの研究の成果を取り込んで始めて高揚抗 比という目標が達成され、超音速機の本格的な時 代が到来するものと考えられる。乱流研究もSS Tを一つの目標として実用を念頭に置いた研究の 推進が期待される。

参考文献

- [1] 航空・電子等技術審議会答申第18号「航空 技術の長期的研究開発の推進方策について」
 1994年6月30日
- [2]科学技術庁研究開発局「小型高速実験機飛行 実験研究会報告」1996年2月
- [3] 高木亮治、岩宮敏幸、橋本佳子:小型高速実 験機におけるCFD解析、第15回航空機計算 空気力学シンポジウム論文集(出版予定)

剥離点まわりの流れの音波に対する受容性

浅井 雅人, 金子 正一 東京都立科学技術大学

Receptivity of Separated Flow to Acoustic Forcing

by

Masahito Asai and Masakazu Kaneko

Tokyo Metropolitan Institute of Technology

ABSTRACT

Receptivity of the flow separating at a convex corner is examined experimentally. Acoustic forcing is applied to excite instability waves. A particular attention is paid to the comparison of receptivity coefficient, i.e. ratio of the amplitude of excited instability wave to that of the external disturbance, between the cases of a sharp corner and a slightly round corner (whose radius of curvature is 20 mm). The results show that the receptivity coefficient is quite sensitive to such a slight difference of corner geometry. It is also found that the receptivity affects the reattachment location of the separated flow appreciably.

Key Words: separated flow, receptivity, flow instability, sound.

1. 序論

壁面上境界層は大きな逆圧力勾配に出会うと壁から剥 離する. 剥離した境界層(剥離剪断層)は攪乱に対して 極めて不安定¹⁾となるので,再付着(乱流再付着)位 置や剥離泡の規模は自由流中の乱れや音などの外乱の影 響を強く受ける.また,人為的な音響外乱により剥離剪 断層の不安定性を刺激し剥離構造を制御することも可能 である^{2~7)}.

音波により渦が励起できるのは、音波が壁面上に誘起 する渦度変動(変動ストークス層)が剥離点まわりの急 激な空間変化により不安定波動(固有モード)の波数成 分を生みだし、その波数成分(不安定モードの種)が変 曲点不安定性により急成長するためである.この外乱か ら剪断層固有の波動モードが生まれる(或いは外乱によ り励起される)過程・機構は受容性⁸⁾と呼ばれ、外乱 (音波)の強さと励起される固有モード(不安定波動) との強さの関係(Receptivity Coefficient)は受容性の 強さの目安となる.個々の流れにおいて受容性の強さを 知ることは流れの効率的制御を目指すうえでも、また遷 移の予測にとっても重要である.しかしながら、受容性 が剥離点近傍の流れや境界条件(剥離点近傍の壁面形状) の詳細にどれほど敏感かについてこれ迄のところ十分な データが与えられていない、そこで本研究では、剥離流 の典型的な例として、平面壁上に発達する境界層が平行 壁から斜面壁に急に変化する壁の角部から層流剥離する 流れを取り上げ、剥離点まわりでの外乱に対する受容性 特に角部の壁面曲率と受容性の強さの関係を外乱として 音波を用いて実験的に調べる。

2. 実験装置及び方法

実験は300mm×200mmの噴き口を持つ吹き出し式風 洞で行なわれた.実験装置の概要を図1に示す.測定部 の左右には大きな側壁(600mm×650mm)があり主流 の二次元性を維持している.測定観察は,噴き出し口の 50mm下流に置かれた斜面(傾斜角10°)付き平板モデ ル上で行われた.上流の平行部上面に発達する境界層が 角部で剥がれ斜面上に剥離泡を形成する.ここで,実験 には角部の曲率を変えた二つのモデルを使用した.一つ は鋭利な角部を有し,他方は角部を半径20mmの円弧状 に加工してある:それ以外の形状は全く同じである.音 波は角部から800mm下流のスピーカーにより与えられ る.座標系は角部を原点とし,流れ方向にx軸,垂直上 向きに)軸である. 時間平均速度及び変動の測定は定温度型熱線風速計で 行なった. I型熱線プローブの受感部は直径 5μ m,長さ 1 mmのタングステン線である.以下の実験はすべて主 流流速 $U_{\infty} = 5$ m/sで行われた.風洞噴き口での流速の非 一様性は1%未満、乱れ強度は0.15%以下である.

3. 剥離泡における撹乱の増幅

図2は、音波を与えない自然状態での平均速度のy分 布である.ただし、すべての分布は熱線風速計の出力(直 線化器出力)をそのまま図示している.x=-10mm位置 での境界層の運動量厚さ(約0.4mm)に基づくレイノ ルズ数R₉は約130である.x=20~60mmの速度分布が壁 近くに向かって一度極小値をとり、再び少し増加するの は壁近くでの逆流を意味しており、角部からx=80mm 付近まで剥離泡が形成されているのがわかる.ただし、 再付着するまでに乱流に遷移していて再付着位置は x=80~100mmの範囲で時間的に変動している.

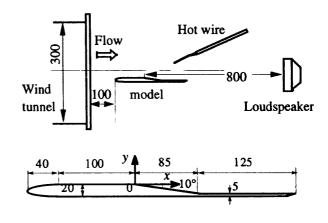
図3は、この剥離泡における撹乱の発達をx=30mmお よび40mm位置でのu変動のパワースペクトルで示して いる.いずれも撹乱が最大振幅をとる最大剪断y位置(速 度分布の変曲点y位置)で測定されている.x=30mm付 近から100~200Hzの周波数成分の変動が選択的に急増 幅している.この増幅は剥離剪断層の変曲点不安定によ るものであり、実際、線形安定性計算により最大増幅周 波数が150Hz付近であることを確認している.

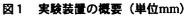
4 剥離流の受容性

上述の流れに潜む外乱から不安定波動が生まれ(受容 され),下流に増幅する様子をより詳細に調べるために スピーカーから音波撹乱を与える.音波の周波数は自然 の状態での最大増幅周波数付近の160Hzとした.音波撹 乱の強さは,剥離点付近のポテンシャル領域 (x,y)=(-10mm,10mm)で測定したu変動の実効値振幅 uで言えば主流の0.0022%である.図4はx=30および 40mm位置の最大剪断y位置(最大実効値y位置)で測定 したu変動のパワースペクトルであり,音波周波数(160Hz)の線スペクトルが現れているのが見れる.この 160Hzの線スペクトルを抽出し,u変動の実効値と位相 のx方向変化を求めた.ここで,抽出したu変動成分は

 $u(x, y, t) = \sqrt{2}u'(x, y)\cos[2\pi f t + \theta(x, y)]$

のように表され, u'(x, y)は実効値振幅, $\theta(x, y)$ は位相 を表す. また, $\alpha = -\partial \theta / \partial x$ は波数を与える. 図5は最 大実効値 $u u'_m$ 'と位相 θ (最大剪断)位置で測定)のx方向変 化を表している. 撹乱の位相tx = 10mm付近まで殆ど 一定であり,波長の長い音波(160Hzの場合,波長は約 2m)による変動が支配的であることを意味する. x =15mmからは位相が直線的に変化し、剥離点の下流で不 安定波動(波長は約12.5mm)が指数関数増幅(増幅率 は約0.2mm⁻¹)を行っているのがわかる. この時の剥離 点まわりでの受容性の強さを剥離点での初期振幅 u'_0 と ポテンシャル流領域での音波に伴うu変動振幅u'0と ポテンシャル流領域での音波に伴ろu変動振幅u'0と ポテンシャル流領域での音波に伴ろu変動振幅u'0と





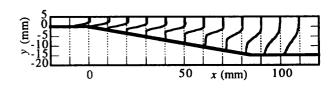


図2 平均速度分布

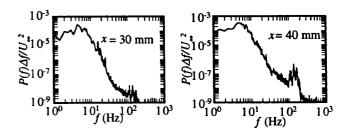


図3 u変動のパワースペクトル

このような剥離点まわりの流れの受容性にとって鋭い 角部の存在は重要である、即ち、角部では流体粒子は加 速し強い渦度場を生み出すとともにその振動ストークス 層が空間的に急激に空間変化(x, y方向) するため固有 モード成分が顕著に生じると考えられる、しかも、実効 値分布の波打ち(波長2mの音波と10mm程度の波長の固 有モードとの重なりによる)が示すように、剥離点の上 流(x<0)ですでに固有モードが生まれている.そこで, 角部を少し丸めたモデルを用い受容性の強さの変化を調 べた. 図6はu変動成分(160Hz成分)の最大実効値と 位相(最大実効値)のx方向変化を比較している. 剥離点(x=0)での初期振幅を外挿すると、角部に丸 みを付けたことによって励起される不安定波動の初期振 幅が約半分になることがわかる、事実、丸い角部の場合 には、音波と励起された固有モードとの重なりによる x<10mmまでの実効値振幅の波打ちが顕著でなく、相 対的に音波による速度変動が支配的であることがわかる.

図7は丸い角の場合の角部の上流x=-5mm,-10mm, -20mm位置でのu変動の実効値のy分布である.境界層 の外側(y>3mm)のポテンシャル流域ではどのx位置 でも違いは殆ど無いが,壁近くでは角(x=0)に近づ くにつれて流体粒子の加速により振幅が大きく増し平板 上の振動ストークス層の分布と大きくずれる.このよう なストークス層の空間変化(x, y方向)は固有モードを 生み出すことになる.シャープな角の場合にはストーク ス層の空間変化はより大きくなり,励起される固有モー ドの振幅が増すと考えられる.

最後に、上述のような受容性の違いは、同じ外乱環境 下でも剥離泡の発達に当然顕著な影響を及ぼす。例えば、 図8は音波を導入していない自然状態での二つのモデル 上の平均速度分布を比較したものである。剥離点近くの x=20mmでは平均速度分布の差はごく僅かであるが、 下流のx=80mmにおいては受容された撹乱の初期振幅 の差により、剥離泡の発達に大きな違いが生じるのがわ かる。

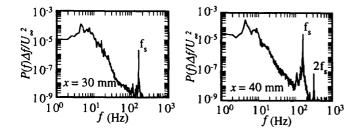


図4 u変動のパワースペクトル(音波有り)

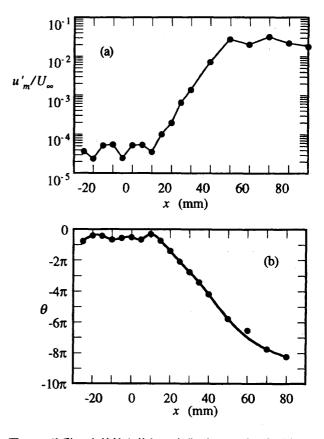


図5 u変動の実効値と位相の変化(160Hz成分抽出)

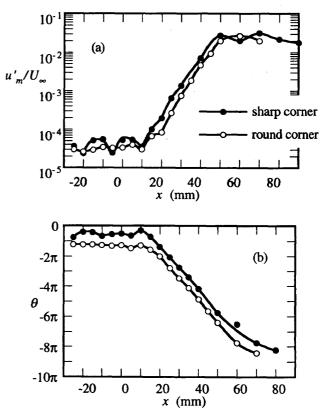


図6 u変動の実効値と位相の変化(160Hz成分抽出)

5. まとめ

本研究では角部からの剥離流について,剥離点まわり の受容性を外乱として音波を用いて実験的に調べた.重 要な結論は以下の通りである.

1) 剥離点の上流からすでに固有モード成分が生まれ始 めており、その成分が剥離点下流の変曲点不安定により 剥離点の一波長内で音波成分よりも卓越した不安定波動 に成長する.

 2)励起される不安定波動の初期振幅(u'm0/u's)は剥 離点の角部を少し丸める(曲率半径20mm)と鋭利な角 部の場合の半分程度に下がる.

3) このような受容性の強さの違いは、剥離泡の発達に 顕著な影響を与え得る.

なお、本研究は部分的に東京都特定学術研究費の援助 を受けた.

引用文献

1) Dovgal, A.V., Kozlov, V.V. and Michalke, A.

(1994) Prog. Aerospace Sci. 30, 61-94.

2) Ahuja,K.K. and Burrin,R.H. (1984) AIAA paper 84-2298.

3) Zaman, K.B.M.Q, Bar-Sever, A.and Mangalam,

S.M. (1987) J.Fluid Mech. 182, 127-148.

4) Nishioka, M., Asai, M.and Yoshida, S. (1990) AIAA J. 28, 1909-1915.

5) 浅井雅人, 西岡通男 (1991) ながれ 10, 35-46.

6) 浅井雅人, 西岡通男, 古本伸一 (1994) 日本航空宇 宙学会誌 42,395-402.

7) 西岡通男,浅井雅人,古本伸一 (1995) 日本航空宇 宙学会誌 43,53-58.

8) Morkovin, M.V. (1969) AFFDL-TR-68-149.

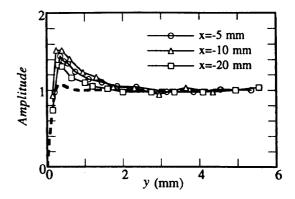
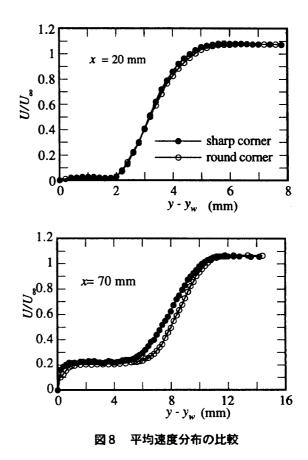


図7 剥離点上流でのu変動の実効値(160Hz成分抽出) のy分布:角部の曲率半径R=20mmの場合. 破線;平板上の振動ストークス層.



円柱後流の大規模構造と空力音について

 飯田
 明由
 大田黒俊夫

 日立機械研究所

On Aerodynamic sound and Large Scale Eddies in the Wake of a Circular Cylinder

by

Akiyoshi Iida and Toshio Otaguro

Mechanical Engineering Research Laboratory, Hitachi, Ltd.

ABSTRACT

We predict aerodynamic sound from a circular cylinder focusing on the relationship between radiated sound and coherence length of surface pressure fluctuation. We estimated experimentally the coherence length, L_c , defined as the integral scale of the spanwise coherence function of surface pressure fluctuation. We attempted to calculate sound spectra with a modified Curle's equation by using measured surface pressure fluctuations and L_c Up to five times the fundamental frequency, the predicted spectra of radiated sound are in good agreement with those actually measured. Here, L_c turns out to act as a good index to estimate the character of radiated sound by using surface pressure fluctuation. We also found that the spanwise coherence function at the fundamental frequency is a Gaussian function, including spanwise spacing with Reynolds number as a control parameter, and revealed that the coherence length L_c is inversely proportional to Re^{1/2}. The wavelength of shear layer instability in the laminar wake of a circular cylinder is proportional to the thickness of separating boundary layer, which scales approximately with $Re^{1/2}$. Therefore, we speculate that L_c is related to the wavelength of shear layer instability. We evaluated the distribution of aerodynamic sound source by using coherent output power (Cop) in terms of vorticity and aerodynamic sound. It was found that Cop is high near the formation region of Karman vorties; that is, X/D=1.5 to 2.0, $Y/D=\pm 0.4$. This result shows that separated shear flows contribute strongly to the aerodynamic sound generation.

Keywords: Aerodynamic sound, Turbulence, Wake, Pressure fluctuation

1.はじめに

新幹線、空調機などの製品では空気力学的に発生 する騒音、いわゆる空力音が問題になっている。著 者らは、空力音の低減手法を開発することを目的に、 空力音の発生機構に関する研究を進めている。

Phillips¹⁾は流れの空間構造が空力音の発生に関係 することを明らかにし、円柱に働く流体力(揚力) 変動と円柱スパン方向の空間相関長を用いて低レ イノルズ数 (Re=160) の円柱周りの流れから発生す る空力音を求めた。本研究では基本的にはPhillipsと 同様の考え方を用いて空力音を予測する。ただし、 従来の研究では、乱流中に含まれる様々な渦の特徴 を考慮していないため、渦スケールの違いが空力音 に及ぼす影響が考慮されていなかった。このため、 空力音のスペクトルを精度良く予測することが困 難であった。そこで本研究では、(1) 流体力のかわ りに円柱表面の圧力変動をスパン方向、周方向に測 定し、(2) さらにスパン方向圧力変動のコヒーレン スを求め、(3) それをスパン方向距離に関して積分 し、周波数毎の積分特性距離、すなわち各渦の空間 スケールを求めた。この渦スケールを用いて、空力 音スペクトルを予測するとともに、渦構造と空力音 の関係について考察する。最後に、円柱後流の渦度 と音源である表面圧力変動のコヒーレンスを測定 し、空力音に対する渦度変動の寄与を求め、空力音 の発生原因となる渦度変動が、カルマン渦の形成領 域に集中していることを示す。

2.基礎方程式

マッハ数が小さく、物体の代表寸法が、空力音の 音波の波長に比べて十分小さい場合、流れの中に置 かれた物体から発生する空力音は、流体力の時間変 化に起因することが、Curle²によって導かれた。

また、Curleの理論を用いて空力音を計算する際、 物体各部に働く流体力の相互相関を考慮する必要 があることが Phillips により示された。

二次元円柱の場合は、スパン方向に流体力が同位 相で働くとみなせる空間相関長 L_cを用いて、空力音 は以下の式により計算できる。

$$\overline{p^2(x)} = \frac{1}{16\pi^2 a^2 x^4} LL_c \left(\overline{x_i \frac{\partial f_i}{\partial t}} \right)^2$$
(1)

ここで、pは音圧、aは音速、fiは単位長さ当たりの 流体力、Lは円柱の長さである。本研究では、単位 長さ当たりの流体力fiを円柱周方向の微小長さに働 く表面圧力変動 Pを用いて, (2)

$$f_i = \int_0^{2\pi} n i P \frac{D}{2} d\theta$$

として求めた. ここで n_iは円柱表面上の外向き単位 法線ベクトルである.本実験では dθ=π/18(=10 度) 毎にスパン方向に 12 点の表面圧力変動を求めて空 力音を計算した.

3 実験装置

低騒音風洞(流速 50 m/s 時の暗騒音 60 dB(A)、乱 れ強度 0.5 %以下、平均速度の非一様性 1 %以下)に 円柱(直径 D=40 mm、長さ L=500 mm、アスペクト 比 12.5)を、風洞ノズル出口から 250 mm 下流に設置 し、レイノルズ数を 1.0×10⁴ から 1.4×10⁵の範囲で変 化させ、空力音、表面圧力変動(12 点同時測定)、 後流の渦度測定を行った。

座標系は円柱中心を原点とし、流れ方向を X 軸、 円柱軸方向を Z 軸、X 軸と Z 軸に直角な方向を Y 軸とした。また、円柱の前方淀み点を基点とし Z 軸 周りの回転角をθとする。

表面圧力センサはスパン方向に一列に 0.375D 間 隔で 11 個及び 0.750D 離れた位置に 1 個の計 12 個 設置し³⁾⁻⁵⁾、上流淀み点 (0=0°)から 10 度おきに後 縁 (0=180°)まで測定した。

渦度の測定には熱線を4本組み合わせた渦度プロ ーブを使用した^の。

4. 相関長を用いた空力音の予測

図 1に円柱表面のスパン方向コヒーレンスの測定 結果を示す。図 1において山のように盛り上がって いる部分はコヒーレンスが大きいことを示し、また、 その高さの変化が(スパン方向軸に対して)小さい 場合、コヒーレンスが円柱軸方向に変化しないこと を示す。この図から円柱表面の圧力変動が強い二次 元性を持った大規模構造渦と乱雑な乱流渦からな ることがわかる。

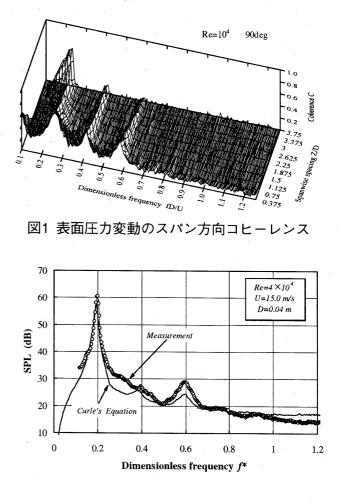
このことから、表面圧力変動は周波数毎に異なっ た空間スケールを持つと考えられる。したがって、 相関長 *L*_cを周波数毎に求める必要がある。速度変動 の空間構造は積分特性距離⁷⁾⁻⁹⁾によって表わされる が、表面圧力変動に関しても積分特性距離の考え方 を適用し、さらに、積分特性距離を周波数の関数と して求めるため、空間相関の代わりに、コヒーレン ス *C*(*f*,*ζ*)を用いる。コヒーレンスを各周波数毎に空 間距離に関して積分し、相関長さ *L*_c(*f*)を以下のよう に定義した。

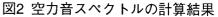
$$L_c(f) = \int_0^\infty C(f,\zeta) \, d\zeta \tag{3}$$

式(1)に式(3)を代入し、円柱から放射される空力 音を計算した結果を図2に示す。

図中で○印はマイクロフォンによる音の直接測 定結果、実線は式(1)を用いて計算した空力音のスペ クトルである。 カルマン渦の二次のピーク近傍の周波数成分は 一次、三次に比較して計算と実験の不一致が大きい。 円柱背面では、カルマン渦が交互に通過するため、 カルマン渦の2倍、すなわち、二次成分の圧力変動 が極めて大きい。したがって、二次成分の音は 0=180 近傍に音源を持つと考えられる。式(1)において、音 の測定位置を円柱側面とした場合、各 0 の表面圧力 測値に cos²10-90|の重みがかかる。したがって、圧 力変動の大きな成分の寄与が小さく、表面圧力があ まり大きくない位置のデータから空力音を計算し ていることになる。同様に、二次成分の圧力変動が 0=90°では小さいことなどから、相関長の推定精度 も低いと考えられる。したがって、測定誤差の影響 が一次や三次の場合に比べて大きいと考えられる。

二次のピーク近傍の成分を除けば、計算結果はカ ルマン渦の基本成分の5倍程度の周波数までマイク ロフォンによる直接測定結果とよく一致しており、 相関長 *L_c*を用いて空力音を推定することが可能で あることがわかる。





5.相関長モデル

前章に示したように、空力音は相関長、すなわち 流れの構造性に依存する。また、流れの構造性はレ イノルズ数に依存すると考えられることから、流れ の構造性を表す指標である相関長のレイノルズ数 依存性を求めることができれば、空力音の予測や低 減のための知見が得られるものと思われる。そこで 渦構造のレイノルズ数依存性について調べ、カルマ ン渦の基本周波数の相関長を求める方法について 検討する。

ー様等方性乱流の圧力変動の空間相関は、速度場の4次モーメントが正則であり、3次モーメントが 0であるという仮定のもとでは、正規関数⁷¹となる ことが理論的に求められている。

$$R_{PP}(r) = \exp\left(-\frac{\zeta^2}{\lambda_g^2}\right) = \exp\left(-ARe t \frac{\zeta^2}{\Lambda^2}\right) \quad (4)$$

ここで $\lambda_{g,\Lambda}$ はそれぞれテイラーのマイクロスケール、積分特性距離である。 ζ は横方向の距離である。 AはKolmogorov普遍定数に比例する定数である^{7).10)}。

しかし、円柱表面、あるいは近傍の流れ場は等方 でも一様でもない。また、一般に速度場の4次モー メントが正則である保証もないため、等方性乱流場 のように、円柱表面圧力変動の空間的なコヒーレン スを理論的に導くことは困難である。最も簡単な分 析方法は、円柱に対しても、等方性乱流の場合と同 じように正規関数を仮定し、数値パラメータのみを 実験的に求める方法である。この場合、円柱表面の 圧力変動のコヒーレンスを正規関数によって近似 することの物理的な意味は、等方性乱流の場合のよ うに明確ではない。しかし、Goldstain¹¹⁾が示したよ うに、ランダム変動に対する長時間統計問題におい て正規関数を適用することは数学的には妥当なこ とであること、特殊な条件であるとはいえ、乱流場 のある形態(等方性乱流場)において、相関関数を 正規関数として用いることに物理的な意味が見出 されていることを勘案し、本研究では、圧力変動コ ヒーレンスを正規関数で近似した。

積分特性距離は流れの代表寸法を表すものであ るから、円柱の場合、円柱直径を代入し、表面圧力 変動のコヒーレンスを次式で表す。

$$C(\zeta) = \exp\left(-\eta(\operatorname{Re}) \frac{\zeta^2}{D^2}\right)$$
 (5)

図 3に示すように正規関数 式(5)は、コヒーレンス のよい近似となっており、実験データから最小二乗 法を用いて、ηを求めた結果、Re<10⁵では

$$\eta(\operatorname{Re}) = k \operatorname{Re} + k_0 \tag{6}$$

と表せる。ここで、Re<10⁵ において *k*=3.0×10⁶、 *k*₀=2.7×10⁻³である。

Re>10⁵においてηの値が式(6)からずれるのは、 円柱表面の境界層の遷移など、表面での流れの構造 の変化に起因するものと考えられるが、この点については著者等の測定したデータだけでは不十分で あり、結論付けることができないので今後検討していきたい。

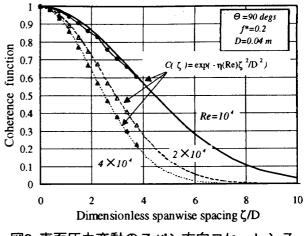


図3 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス

Re<10⁵においてη が式(6)で記述できるとし、式(3) に代入するとカルマン渦の相関長 L_c は

$$L_{c} = \int_{0}^{\infty} \exp(-\eta(\operatorname{Re}) \frac{\zeta^{2}}{D^{2}}) d\zeta = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k}\operatorname{Re}+k_{o}} D \qquad (7)$$

と表せる。Re>10³の場合、定数項 k_{o} が無視できるこ とから、 $L = 0.5\sqrt{\pi/(\kappa Re)} = \kappa/\sqrt{Re}$ となり、相関 長はレイノルズ数の平方根に逆比例する。ここで $k=3.0 \times 10^{6}$ より、 $\kappa=511$ である。

実験の結果 Re<10⁵ において相関長 L_c はレイノル ズ数の平方根に逆比例し、比例定数 κ は 480~520 であった ⁴⁾。

レイノルズ数が非常に小さい場合、式(7)は、

$$\frac{L_c}{D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{ko}} \approx \kappa_0 \sim 17 \qquad \text{at } \text{Re} \to 0 \qquad (8)$$

に漸近する。この値は Phillips が可視化により求め た低レイノルズ数(Re=100)の結果に近い。最も、こ のようなクリティカルな問題では風洞の特性や実 験条件の微妙な違いが問題になると考えられる。ま た、本研究で ηを求める際に用いた最小レイノルズ 数が 5.0×10³であるため、式(6)の定数項の数値的な 精度が、レイノルズ数の小さな極限の場合を議論す るのに十分であるかという疑問もあり、漸近値 κ。 の数値的な精度を本研究のデータだけで議論する ことは難しい。しかし、レイノルズ数が非常に小さ い場合でも、流れが完全に二次元的ではないことは、 Phillips のデータからも明らかであり、式(8) はレ イノルズ数が小さい場合でも、スパン方向の渦スケ ールに制約があることを定性的に示している。

円柱後流の三次元化は、剥離せん断層の三次元的 な不安定性に起因すると考えられており、表面圧力 変動の空間構造も、この不安定性に起因すると推測 される。円柱後流の剥離せん断層の不安定波の波長 L,は、円柱表面の境界層の運動量厚さから求められ、

$$\frac{Ls}{D} \approx \frac{25}{\sqrt{\text{Re}}}$$
(9)

と表される^{12,13}。不安定波の波長は表面圧力変動の 空間相関長と同様にレイノルズ数の平方根の逆数 に比例する。また、Reが10⁵を越え境界層が層流か ら乱流へ変化する領域では、相関長がレイノルズ数 の平方根の逆数に比例しなくなることから、相関長 L_cは剥離せん断層の構造に強く依存すると考えら れる。

6. 渦度と空力音の関係について

本研究のようにマッハ数の小さな流れ場の場合、 Curle の理論により、流体力に起因する二重極音が 卓越する。前章までの実験結果はこの考えを支持す るものである。しかし、物体表面の圧力変動自体が 流れ場の渦度変動により発生することから、空力音 を発生させる源は、後流中の渦度変動であると考え ることもできる。

そこで、後流の渦度変動が音源である表面圧力変 動及び空力音の発生にどのように寄与しているか について調べた。まず、渦度と表面圧力変動のコヒ ーレント・アウトプット・パワー(Cop)を測定し、渦 度と関連のある表面圧力変動の強度を求めた。次に、 この表面圧力変動から前章で示した手法を用いて 空力音を計算し、渦度変動が物体表面でスキャッタ リングし、空力音が発生することを定量的に示す。

図 4に Re=4.0×10⁴の計算結果を示す。カルマン渦の基本周波数成分の評価点における騒音レベルは約 61dB(オーバーオールは 64dB)である。

この図から、表面圧力変動に起因し、空力音を発 生させる原因となる渦度変動は、X/D=1.5~2.0、 Y/D=±0.4 付近に局在していることがわかる。

この領域は図 5に示すようにカルマン渦の形成領 域に相当する。このことは、剥離せん断層中の渦度 変動が空力音の発生に寄与することを示唆してい る。

7. 結言

ー様流中に置かれた円柱から発生する空力音と 円柱表面の圧力変動の相関について実験的に考察 し、以下の知見を得た。

- (1) 相関長 L_cの定義方法として、表面圧力変動の コヒーレンスの積分特性距離を用いることが 空力音スペクトを計算するうえで有効である。
- (2) カルマン渦の圧力変動のコヒーレンスは Re<10⁵においてレイノルズ数とスパン方向距 離の関数(正規関数)として表すことができる。
- (3) 相関長L。はレイノルズ数の平方根に逆比例し、 剥離せん断層の不安定波と関連があることを 示した。
- (4) 表面圧力変動は、カルマン渦の形成領域の渦との相関が強く、剥離せん断層の渦度変動が空力音の発生に寄与することを示した。

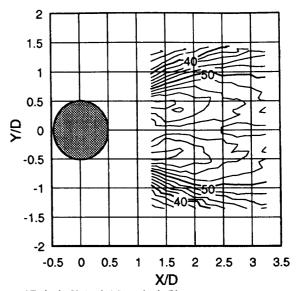
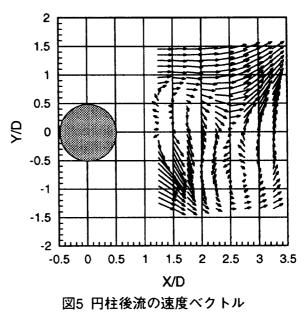


図4 渦度変動と表面圧力変動の Coherent output power から求めた空力音源分布 [dB]



参考文献

- 1) Philips, O. M., J. Fluid Mech. 1-6 (1956), 607-624
- 2) Curle, N., Proc. Roy. Soc. London, A231 (1955), 505-514
- 3) 飯田明由 他3名,第25回乱流シンポジウム講演論文集 (1993), 158-162
- 4) 飯田明由他3名,機論,61-592B(1995),4371-4379
- 5) 飯田明由他3名, 機論, 62-604 B (1996), 4160-4167
- 6) 飯田明由他3名,第23回乱流シンポジウム講演論文集 (1991), 261-265
- 7) Hinze, J. O., "Turbulence 2nd edition", McGrow-Hill
- 8) Batchelor, G. K., "The Theory of Homogenous Turbulence", Cambridge Univ. Press (1953)
- 9) 蒔田秀治,飯田明由, 機論 55-515 B (1990), 1847-1854
- 10) 蒔田秀治,飯田明由,佐々浩司, 機論, 54-505 B (1989), 2333-2339
- 11) Goldstain, M. E., "Aeroacoustics". McGraw-Hill (1976)
- 12) Bloor, M. S., J.Fluid Mech. 19, (1964), 290
- 13) Williamson, C. H. K., Ann. Rev. Fluid Mech. 28 (1996), 477-539

管内障害物の音と流れ

坂尾 富士彦(近畿大学工学部・東広島)、佐藤 浩(ながれ研究集団)

Sound and Flow with Obstacles inside a Tube

by

Fujihiko SAKAO * and Hiroshi SATO **

* School of Engrg., Kinki Univ. Takaya-cho, Hogashihiroshima 739-21

** Inst. Flow Research, Akasaka 6-10-39-205, Minato-ku, Tokyo 107

Experimental Investigation is carried out to find sources of sound caused by an obstacle in a soft-walled duct, which is to model extraordinary situations in human airways. One of the most important sources of sound due to the presence of an obstacle has been traced to unsteady separation of the boundary layer on smooth, convex surface of the obstacle. Pressure fluctuation in the flow-field, especially on a wall-surface is investigated using a Kulite-based sensor. Results do not seem to give support to the theory that another important source of the sound can be unsteadiness of the reattachment to the wall of the separated flow.

Keywords : Aerodynamic sound, Dict obstacles, Static pressure fluctuation

はじめに

ヒトの気道内の異常を呼吸音の聴診で診断する 方法の基礎研究を発端として、軟らかい(音が透過 し得る)壁を持つ管内に障害物が存在する事によっ て発生する空力音の実験を、数年来続けている。初 期には2次元的、近年は半球など3次元的な形状の 場合をも調べている。最も重要な音源は障害物表面 での境界層剥離の非定常性であるが、それだけでは 説明困難と思われる現象もあったので、剥離した流 れの非定常な再付着も音源の1つではとの考えも あった。熱線風速計による流速変動測定に加えて、 今回は圧力センサーを工夫して壁面上の圧力変動を 測定し、再付着の非定常性と音源としての可能性に 関する情報を得る事を試みた。

実験の方法など

実験装置は基本的には数年来同じである。図1 に示すように内法が1辺20mmの正方形断面流路 の、壁面の1つに障害物を設置し、それによる音を 対面する不織布の壁を透して標準型 コンデンサーマイクロホ ン で観測する。音に関する測定結果は全て 1/3 わ ターヴ帯 スペクトルの形にした。障害物には カボコの ような2次元的形状と半球など3次元的形状とがあ るが、図の下方には後者の数例を示す。

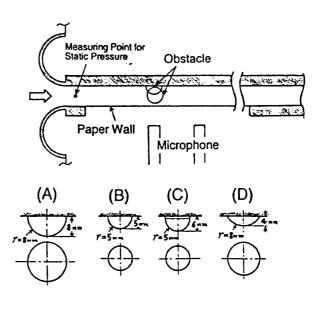
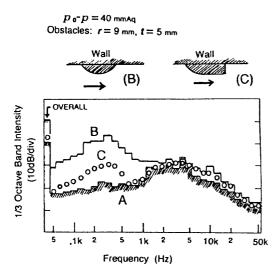


図1 実験装置

実験結果と考察

図2は2次元的形状の障害物による結果の一例 で、障害物による音の主要部を構成する1kHz以下 の成分が、剥離点を固定する形の障害物では大部分 消滅する事、即ちその原因が凸な曲面上での境界層 の非定常剥離である事実を示している。高い周波数



An example of Sound Power Spectra

A: without obstacle

- B: with Round Obstacle, as shown in (B)
- C: with Edged Obstacle, as shown in (C)

図2 2次元的形状の障害物による結果の例

の成分は噴流騒音と同類の成分と考えられる。

2次元的でなく3次元的な形状、しかも壁面が少 しだけ隆起したように見える程度の障害物でも、図3 に例を示すように条件によっては随分明瞭に、流れに

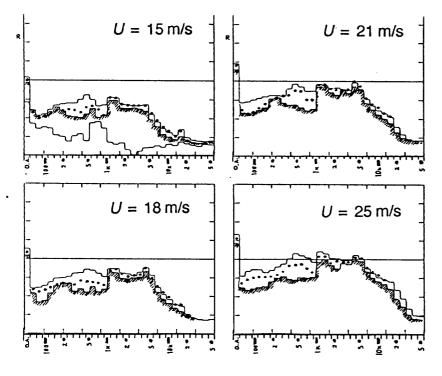


図3 3次元的形状の障害物による結果の例

障害物は図1のD型、曲率半径8mm、高さは4mm。縦軸は10dB/div、 曲線の意味は図2に準じる。

よる音が発生する。2次元的の場合と異なるの は、姿勢の低い障害物や寸法の小さい障害物で は特に、流速が大きい場合にのみ著しい音が発 生する事で、レイノルズ数の効果を思わせる。

位置・姿勢に就いては、障害物を流路の底面 に置いて、その側方から観測しても音には大差 は無く、距離が近いだけ却って大きいようであ る(2次元形状の場合は横からの観測は未だ実 行していない)。

流路内に熱線探子を置いて障害物下流の速度 変動を観測した結果の例を図4に示す。剪断層 が大きく揺れている事は明白であり、3次元形 状の場合もやはり剥離点の変動による音が主要 であると推定される。流速の大小によって音の 増加の程度が著しく変化するが、それに対応す るように、流れの変動の様子も流速及び障害物 の大小、即ちレイノルズ数の大小によってかな り変るように見える。剥離点を固定するように 障害物の後端を切り落とせば多くの場合、音は 減少し、下流の流れの速度変動もそれを裏付け る変化をする。時に、そうしても音がそれ程劇的 には変らない事もあるが、その場合に障害物の 表面近くの速度変動を調べると、角より上流で も強い乱れが観測され、実は、角より上流で剥離 している為に切り落とさない形状と大差無い音

> が生じている可能性がある。以上は 流れの乱れが比較的少ない場合、即 ち、上流に別の障害物(声門)は無 い場合である。

> 2次元的形状の障害物に関する 実験結果で、上流に別の障害物があ り、その下流の乱れが強い時には、 障害物の後端を切り落としても音の 変化が非常に少ない場合がある事な どから、剥離した流れが下流で再付 着する際の音も大きいのでは、との 考えがあった。そこで、壁面をも含 めて静圧変動を測定する目的で、圧 力変動センサーの Kulite に被いを付 けて図5のような外径1.5mm 強の静 圧変動探子を作り、利用している。 図6はそれによる圧力変動波形測定 結果の例を示す。壁面よりも、少し 離れた、流れの中の方がずっと圧力 変動が大きいし、壁面の圧力変動が (再付着点を思わせる)特定の場所 に集中する傾向も見られない。現段

階では未だ断定は控えるが、これらの 事実が、所謂再付着による音はあまり 重要で無い証拠である可能性も考えら れる。少なくとも、再付着の非定常性が 音源として重要であるとの証拠は得ら れなかった。元々、剥離点から長い距離 を経た下流での非定常再付着は、それ 程に速い変動は出来ない筈であるから、 重要な音源とはなり難いと考えられる。 2次元的形状の障害物が強く乱れた流 れの中にある時、後端を切り落として も音の変化が少ない理由は、前述の3 次元障害物の場合と同じく、非定常的 な剥離の場所が切り落とした点より上 流である為である可能性も大きいと考 えられる。乱れの少ない流れの中でも 3次元障害物に限ってそうなると云う のは奇異であるが、実は後端を切り落 とした障害物の形が異なっている。3 次元障害物では高さ最高の場所から少 しだけ下流で切り落としたが、改めて 図2を見ると、高さ最高の場所の下流 に十分長い平行部を持っている、その 事が重要なのかも知れない。

なお、この実験でのレイノルズ数は、 円柱や球の回りの流れや抵抗係数が変 る現象のそれよりずっと小さいが、定 性的にはそれらと類似の点が色々とあ る(勿論、両者は別の現象であろうが)。

この研究に関する装置の製作、研究 連絡などについて本田工業(株)本田社 長より援助を受けた。記して謝意を表 する。

文献

坂尾、佐藤:第 28 回乱流 シボジウム (年会`96) pp.11-12 (1996) 他

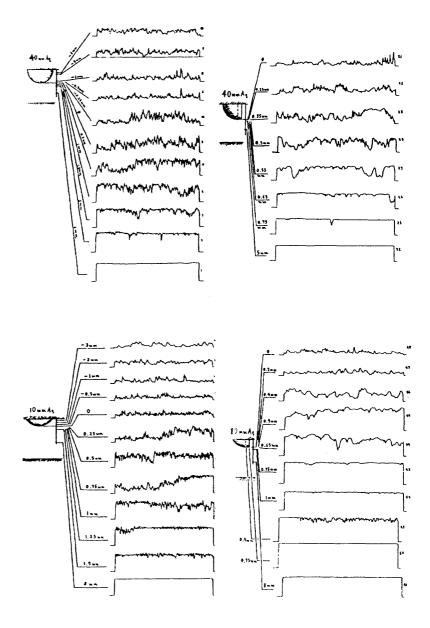
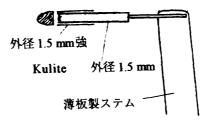
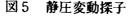


図4 熱線風速計による、障害物下流の速度変動の例

障害物は3次元形状で、図1のA型(上)とD型(下)、及び各々の後 半を切り落とした形。流速は、上:25 m/s、下:12.5 m/s。各波形の左の 数値は主流に垂直な方向の位置を示す。

流れは左から右へ。波形の記録時間はいずれも 40 ms





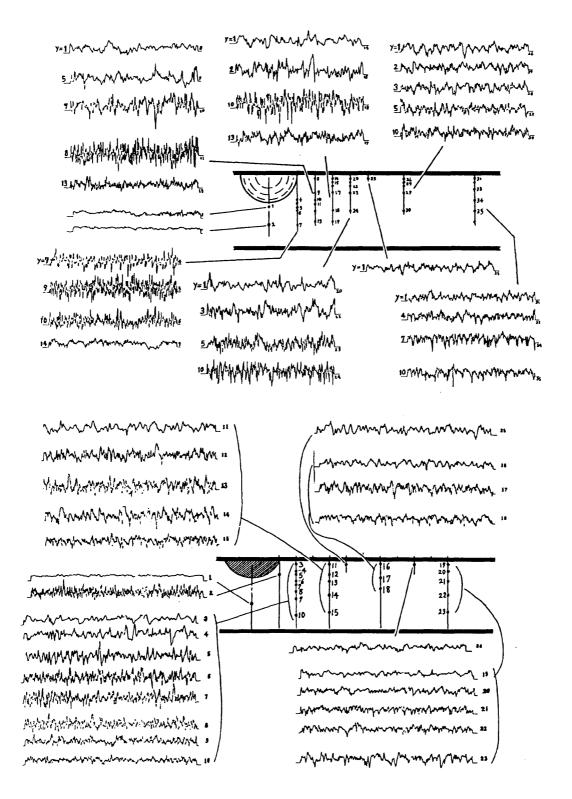


図6 圧力変動波形測定結果の例

(上)障害物は3次元形状で、図1のA型(半球)、高さは8mm。流速は障害物の無い場所で15m/s。 (下)障害物は2次元形状で、高さは5mm、流速は障害物の横で25m/s。

流れは左から右へ。波形の記録時間はいずれも 40 ms

前向き/後ろ向きステップにおけるはく離再付着流の能動制御

菊地 聡*、福西 祐*

Active Control of a Separation-Reattachment Flow after a Forward / Backward Facing Step

by

Satoshi Kikuchi and Yu Fukunishi

Tohoku University

ABSTRACT

An experimental investigation to control a separation-reattachment flow after a forward facing step and a backward facing step is performed. Two different systems are used for the control. One is small plates manipulated by piezo actuators, and the other is a wire oscillated by electromagnetic induction. These systems are capable of controlling the flow along the spanwise direction to oscillate at different phases. Experimental results show that the spanwise phase of the separation-reattachment can be manipulated without increasing flow disturbance using this system.

Key Words: Separation-reattachment flow, Active control, Step

1.緒 言

近年,輸送機器の高速化に伴い,空力騒音の低減の 必要性がますます重要になってきている.流れの変 動により発生する空力騒音を減らすためには流れの 制御がまず必要となる.流れの制御方法の一つとし て音を入射する方法^{[1],[2]}があるが,輸送機器周りの 流れの制御を考えた場合,音を用いる方法には音源 の設置位置等,実用化にあたっての問題点が多い.音 を入射する制御において重要なのは音により微小振 動する空気と物体との相対運動であると考えられる ことから,本研究では音を入射する代わりに物体を 局所的に振動させる試みを行なった.

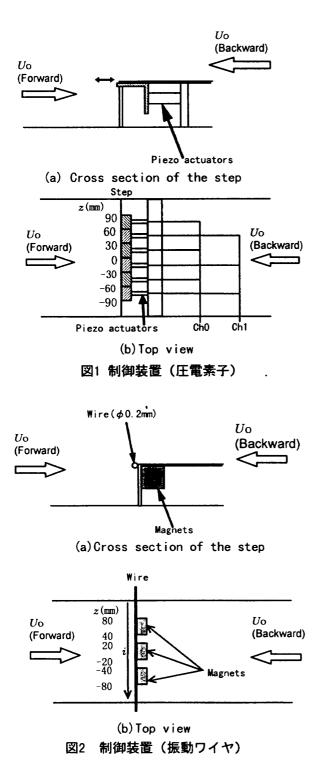
本研究で使用した供試体は、再付着点の前後への 移動が二重極音源となると考えられている前向きス テップを持つ平板および後ろ向きステップを持つ平 板である. 音源の一つと考えられる再付着点の前 後への移動を制御できることを目標に、はく離点に おける速度変動の位相制御を試みた. そのために本 研究ではステップから主流方向に突き出したプレー トを振動させる方法を用いた. 発生音の減少のため 速度変動のスパン方向の位相を変化させることを念 頭においているため, 圧電素子により駆動される短 いプレートをスパン方向に並べて, 導入する撹乱の 位相をスパン方向に変えることができるようにした. また, 電磁誘導により振動するワイヤを用いた制御 も試みた. この場合もスパン方向位置毎に異なる位 相で振動することができるようになっている.

2. 実験方法

実験は東北大学流体科学研究所の小型低乱風洞を用いて行った。前向きステップを持つ平板および後ろ向きステップを持つ平板の2種類の供試体を用い,主流速度 U₀ は 10m/s で測定を行った。供試体の寸法は全長が 535mm,幅 250mm であり,ステップの位置は

前向きステップを持つ平板では平板前縁から 250mm の位置,後ろ向きステップを持つ平板では 285mm の 位置である.また、ステップの高さ H は 10mm となっ ており、ステップの前方での境界層厚さよりも十分に 大きくなっている.座標系は下流側平板のステップの 角のスパン方向の中央を原点とし、主流方向に x、高 さ方向に y、スパン方向に z としている.

流れを制御するために2種類の方法によりステップの角で微小擾乱を与えた.その一つは図1に示す 積層型圧電素子による方法である.圧電素子により



厚さ 1.0mm で幅が 30mm のプレートを主流方向に ステップの角から突き出すように設置し動かしてい る. このプレートを図1のようにスパン方向に6枚 並べてある. 圧電素子の振動を電気的に制御するこ とによりこの6枚のプレートを異なる位相で振動さ せ,ステップでスパン方向に異なった位相の擾乱を与 えることが可能なシステムとなっている. 振動周波数 fpは 800Hz で一定としている. 振動のパターンとし てはスパン方向にすべて同じ位相で振動させた同位 相モードと,スパン方向に交互に半波長ずれた位相 で振動させた逆位相モードの2種類を用いた.

もう一つの方法は図2に示す電磁誘導を用いる方 法である. 永久磁石をステップ内に固定し,線径 0.3mmのエナメル線をステップの角に設置した. そ のワイヤに交流電流を流すことで,電磁誘導により エナメル線が振動する. 磁石の固定位置は,スパン 方向位置で $y/H = -8 \sim -4, -2 \sim 2, 4 \sim 8$ であり, エナメル線は磁石の固定位置のみが自由に動くよう になっており,それ以外の部分はステップに固定され ている. また,電磁誘導の場合の振動のパターンは, 3 個の永久磁石の極をそろえて固定した場合の同位 相モードと,中央の永久磁石の極を反対にして作り 出せる逆位相モードを用いた. 電磁誘導による制御 法では,周波数 f_w は600Hz で一定とし,また,その電 流は 2.0A で一定とした.

流れの測定には熱線流速計とI型プローブを使用 し、コンピュータ制御の3軸トラバース装置にプロ ーブを取り付けることにより、多点の自動測定が可 能となっている.

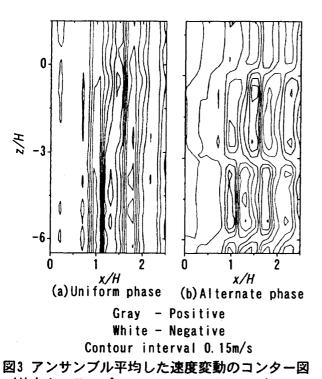
3. 実験結果

3.1 圧電素子による制御

速度変動が平板の振動により変化しているかを見 るために高さ一定の xz 面上で速度変動を測定し, 圧 電素子の振動に用いた信号を基準信号として 500 回 アンサンブル平均した結果を速度変動の等値線図と して表したものが図3, 図4である. 図3が前向きステ ップの結果を, 図4が後ろ向きステップの結果を示し ている. 測定位置は, 前向きステップではy/H=0.35, 後ろ向きステップではy/H=1.1 である. 振動周波 数は図 3, 4 とも 800Hz である. どちらの供試体で も (a) の同位相モード振動させた場合では, スパン方 向に同位相の速度変動が存在していることがわかる. (b) の逆位相で振動させた場合を見ると, 振動プレー ト境目である z/H=-3 付近で速度変動の正負が反転 しており, スパン方向に離れた z/H=-1.5 と z/H=-4.5を比較すれば正負逆の速度変動が存在しているこ とがわかる. これらの結果より, 流れの速度変動がそれぞれのスパン方向位置での平板片の振動に追随しており, この装置でステップからのはく離の位相を制御できることが示された.

3.2 振動ワイヤによる制御

振動ワイヤを用いた供試体において,高さ一定の xz面で測定した速度変動のアンサンブル平均した



(前向きステップ, f_g=800Hz, y/H =0.35)

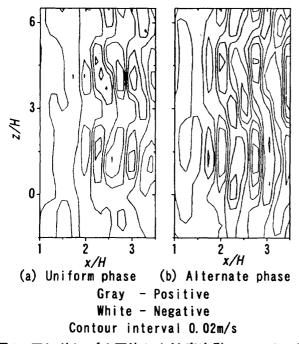


図4 アンサンブル平均した速度変動のコンター図 (後ろ向きステップ、f_a=800Hz, y/H = 1.1)

結果を示す. 測定高さは振動プレートを用いた測定 と同じであり, アンサンブル平均の基準はワイヤに 流した電流の信号である. 図5 に前向きステップの 結果を, 図6 に後ろ向きステップの結果を示す. この 図を見てわかるようにワイヤを振動させた場合にも , 平板片を振動させた場合と同様に, スパン方向の組 織的な速度変動が現われており制御ができている

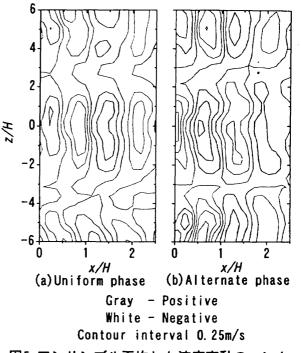


図5 アンサンブル平均した速度変動のコンター図 (前向きステップ、f_=600Hz, y/H =0.35)

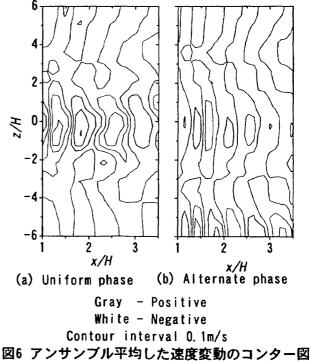


図6 アンサンフル半均した速度変動のコンター図 (後ろ向きステップ、f_y=600Hz, y/H =1.1)

ことがわかる.

3.3 制御による乱れの変化

振動の有無による速度変動のrms値の変化を図7, 8 に示す. 図7 は圧電素子でプレートを動かして制 御を行なった場合,図8 は振動ワイヤにより制御を 行なった場合の前向きステップにおける結果である. どちらの図においても全く振動させなかった場合と 振動による制御を行なった場合で,流れの乱れ強さに ほとんど変化は見られない.後ろ向きステップにおい ても同様のことが確認されており,今回用いた2種類 の制御方法ではほとんど流れを乱さないことがわか った.

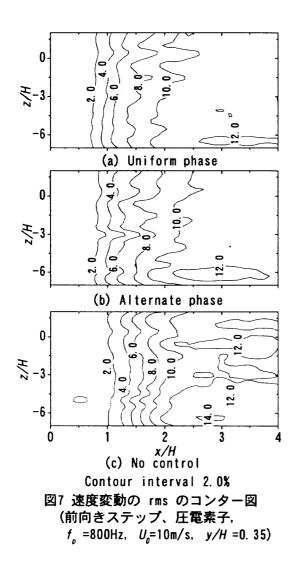
結 言

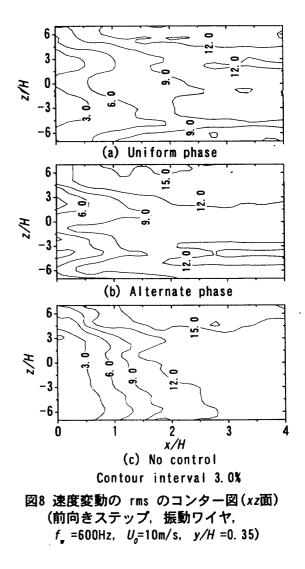
本研究で用いた圧電素子によりプレートを動かす

方法および振動ワイヤによる方法で、はく離再付着 流の位相の制御が可能であることを示した.また、そ の時、流れをほとんど乱していないことを示した.

参考文献

- 小林, 福西, 西川, 平板境界層遷移過程の音波に 対する受容性に関する実験的研究, 日本航空宇 宙学会北部支部講演論文集, (1993), 54-59.
- (2) Nishioka, M. , Asai, M. , & Yoshida, S., "Control of Flow Separation by Acoustic Excitation," AIAA Journal, Vol. 28, Nov. 1990, pp. 1909-1915





速度勾配テンソルから算出される渦の特性値について

永田 拓 成田達治 田中実一 福島千晴 岐阜大学

On the Characteristic Values of Vortex Structure Determined by the Invariant Values of Velocity Gradient Tensor

by

Hiroshi Nagata, Tatsuharu Narita, Yoshikazu Tanaka and Chiharu Fukusima Gifu University, Faculty of Engineering

Vortex structure of the vortex streets in the wake of a circular cylinder is studied with the use of invariants of velocity gradient tensor \mathbf{F} (p= tr \mathbf{F} , q =det \mathbf{F} , ω : vorticity). The invariants were measured using hydrogen bubble techniques for Reynolds number, Re=120 and Re=500. Particular interests are paid in clarifying the flow features concerning vortex structure in those regions where non-zero vorticity is distributed and in those regions where the eigen values of the velocity gradient tensor are complex. We show that the scatter plot of q vs. p and that of 4q-p² vs. ω ² are useful for identifying the vortex structure which is a stable rod-like vortex or an unstable sheet-like vortex in the laminar wake (Re=120). And the scatter plots of these values are also useful to elucidate the snap shot structure of turbulent vortex streets in the near wake of the cylinder (Re=500).

Key Words : vortex structure, velocity gradient tensor, vortex street, invariant values, cylinder wake, solid rotation

1 はしがき

渦構造の詳細を知るには、従来からの主要な測定量 である「渦度」だけでは、速度勾配テンソルに含まれ る流体要素の変形や軌道についての知見が欠落する。 渦度の存在領域で、流体要素の軌道が曲率を持つとは 限らないし、渦核の周辺には、せん断変形速度の大き な領域が存在する。流体要素の変形や軌道は、流体の 混合や化学反応に本質的な影響を及ぼし、渦を伴なう 流れの理解にこれらの知見は不可欠である。

本研究では、流体要素の回転ばかりでなく軌道や変 形についての知見を含む「速度勾配テンソルの不変 量」から算出できる種々の特性値の物理的な意味を明 らかにして、渦構造の解明に必須の特性値とその表示 方法を検討した。そして、レイノルズ数Reが120と500 の場合の円柱背後の渦列について、これらの特性値を 可視化実験によって測定し⁽¹⁾、流体要素の回転速度、 旋回軌道、および変形速度に注目して、層流の渦列(R e=120)の下流移行に伴う渦構造の変化を明らかにし、 乱流の渦列(Re=500)の測定値から、層流と乱流の渦 列構造の差異の一端を明らかにした。

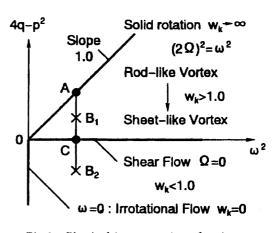
2 実験の装置と方法

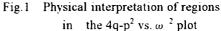
速度しの一様流中の円柱背後の流れの速度場を水素

気泡法により測定した。前報⁽¹⁾のレイノルズ数Re=Ud/ v(d: 直径、v:動粘度)が120の場合に加えて、Re=500の場合についても、Taylor仮説によって時間と空間 を読み替え、格子点上の速度v(u, v)と、そのx, y微分 $a=u, _x b=u, _y c=v, _x d=v, _y$ から成る速度勾配テンソル Fを求めた。

3 速度勾配テンソルFと渦構造

2次元の速度勾配テンソルFや変形速度テンソル





D(D=F-S、S:スピンテンソル)の不変量から算出 できる特性値を列挙すると、以下のようになる。近似 式は、流れが非圧縮で二次元流の場合、すなわち、di v(u, v)=a+b=-p=0の場合を示す。

○<u>流体要素の変形と軌道を表す特性値</u>

。 p 值− q 值 :

$$p = -tr(\mathbf{F}) = a + d$$
, $q = det(\mathbf{F}) = ad - bc$

。主せん断変形速度γ:

$$(2\gamma)^{2} = \omega^{2} + p^{2} - 4q = \omega^{2} - 4q = Q^{2}$$
(1)

- 渦度数 W_{κ} : $W_{\kappa}^{2} = \omega^{2}/(2p^{2} + \omega^{2} - 4q) = \omega^{2}/Q^{2}$ (2) ○圧力とエネルギー散逸を表す特性値
- ラブラシアンP ($P = p/\rho$: kinematic pressure) $\nabla^2 P = -(p^2 - 4q)/2 = 2q$
- 散逸関数

 Φ:

 $\Phi / \mu = D : D = 2p^2 + (\omega^2 - 4q) = Q^2$ (3)

これらのいずれの特性値も、座標系に依存しない速度 勾配テンソルの不変量、すなわち「渦度ω、 p 値、お よび q 値」から算定される。これらの特性値の意味と 特性値相互の関係をまとめると次のようになる。

渦度ω: 流体要素の平均回転角速度の2倍を表し、 渦構造を定量化する重要な特性値であるが、クェット 流の場合のように、流体の軌道に曲率がない場合でも 渦度は存在する。渦度の存在は、必ずしも流体要素の 剛体回転や旋回軌道の存在を意味しない。

p値とq値: 渦度は、流体要素と同じ速度で移動す る観察座標系から見た場合、測定値のpq位相面上のプ ロット点 (p,q)の位置によって、流体要素の軌道は、 旋回 (spiral-points) 、結節点 (nodes) 、鞍点 (sa ddles) に区分される (critical-point theory⁽²⁾)。

p-q値の位相面上の4q>p²の領域で、流体要素は旋 回軌道をとる。軌道の旋回角速度Ωは、(2Ω)²=4q-p² = $\nabla^2 P/2$ の関係がある。さらに q 値は、p=0の場合に定 義できる流れ関数 $\Psi(x, y)$ =Const.の曲面のガウス曲 率Gを表す⁽³⁾。

p値: p値は観察面 (xy面)内における発散-div(*u*, *v*)を表すので、p>0 (p<0)の場合は、流体要素はz方 向に伸張(圧縮)され、非圧縮流で二次元流の場合は p=0となる。p値の正負によって、流体要素の軌道は、 それぞれspiral-inとspiral-outおよび、stable-node sとunstable-nodesに区分される⁽²⁾。

渦度数 W_k : 流体運動に現れる回転の質を表す尺度と して、Truesdel⁽⁴⁾によって導入された渦度数 W_k (式 (2))は、①剛体回転(solid-rotation)の場合には、流 体要素の回転角速度 $\omega/2$ と軌道の旋回角速度 Ω が同 一であるので、渦度数 W_k は±∞となる。この領域では、 流体要素の変形速度がゼロであるので、回転は持続し、 周囲流体との混合は起こらない(化学反応の停滞)。 ②クエット流やボアゼイユ流の場合に W_k =1.0となり、 ③非回転流では、 $W_k=0$ となる。

 $W_k > 1.0$ は、式(2)より、2q>p²(p=0では、q>0)となる。 この領域は、p=0の場合には、流体要素の軌道区分の spiral-inおよびspiral-outの領域4q>p²とほぼ同じで ある。

このように渦度数W_kは、流体要素の回転速度と変形 速度との関係を定量的に表すので、渦度数W_kの分布状 況から、流体要素の回転と変形速度及び軌道に注目し た渦構造を知ることができる。

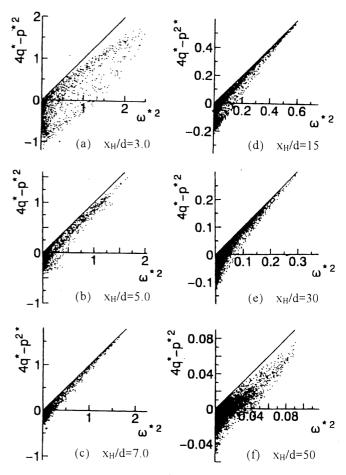
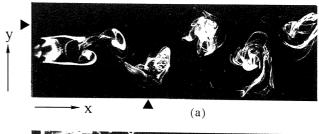


Fig.2 Scatter plots of $(4q-p^2)$ vs. ω^2 (Re=120, x-y plane)



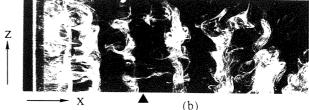


Fig.3 Vortex streets visualized by electrolysis method Re=500, \bigstar : x_H/d=5.0, \triangleright : y_H/d=1.0

4 速度勾配テンソルFの不変量の位相面表示

渦度数W_kの等値線図によって、流体の回転角速度ば かりでなく変形速度に注目した渦構造を明らかにで きる。しかし、渦度数W_kと他の特性値との関係や渦構 造の変化を明確に知るためには、前報で示したように、 渦度や変形速度などの他の特性値の等値線図と対比 する必要がある。ここでは、速度勾配テンソルの不変 量を位相面にプロットすることによって、上述の渦構 造の特性を1つの図に表示する方法を考える。

前節で述べたように、 p 値と q 値を位相面表示すれ ば、測定点における流体軌道の特性が分かる⁽²⁾。さら に、測定値のプロット点と曲線4q=p²との距離は、4qp²が正の場合は(2 Ω)²、4q-p²が負の場合は(2 γ)²- ω ² となる。

したがって、これらの距離に比例する4q-p²を縦軸に、 $\omega^2 \varepsilon$ 横軸とする位相面に測定値をプロットすれば、図 1に示すように、プロット点の位置(図中×印)によ って流れの特性が分かる。流体が剛体回転する場合は、 $\omega=2\Omega$ であるので、測定値はslopeが1.0の直線:4q-p² = ω^2 ,上にプロットされる(厳密には、p値も0である)。 非回転流の場合は、測定値は図1に示す負の縦軸上に プロットされる。したがって、この直線と測定値のプ ロット点との距離(図中AB₁又はAB₂)は、渦領域の流 れの剛体回転からの隔たりを示す。換言すれば、この 距離が大きい程、渦は不安定なsheet状の渦⁽⁵⁾である ことを示す。

5 実験の結果と考察

5.1 Re=120の場合の渦列の渦構造 図2は、xy面 (円柱の横断面)内の流れの速度勾配テンソルの不変 量の測定結果を、位相面(4q-p² vs. ω²)に表示したも のである。この場合の渦列は層流である。図中 x_H/d は、円柱の中心から下流に測った気泡発生電極細線の 無次元設置位置を示す。

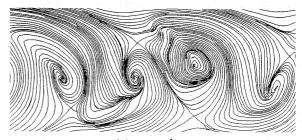
円柱直後の $x_{\mu}/d=3.0$ での測定値のプロット点は、図 2 (a) に示すように、直線4q-p²= ω^2 から離れた領域に 多く分布している。これに対して、これより下流の $x_{\mu}/d=5.0$ 、7.0、15.0および30.0のプロット点は、この 直線により近い領域により多く分布している(図 2 (b)~(e)参照)。しかし、さらに下流の $x_{\mu}/d=50.0$ の測 定値は、図 2 (f) に示すように、再び、この直線から 離れた領域に分布していることが分かる。

これは、円柱背後の渦列の渦構造が、下流に移行す るに従って、near-wakeで不安定なsheet状の渦⁽⁵⁾から 安定なrod状の渦⁽⁵⁾に変化し、下流のfar-wakeでrod状 の渦が再び不安定なsheet状の渦に変化する経過を示 している。

周知のように渦列は円柱直後に不安定な領域があ り、少し下流では安定した渦列となり、さらに下流の far-wakeで再び不安定となり、渦のpairing等の再配 列と渦列の三次元化が起こる。図2の測定値の位相面 表示は、この周知の現象を明確に示している。

5.2 Re=500の場合の渦列の渦構造 図3は、Re=50 0の場合の円柱背後の渦列を、円柱表面を発色電極と する電解沈殿法により可視化した写真である。前述の Re=120の場合とは異なり、渦領域の流れは乱流であり、 円柱軸に平行な渦列に巻き付くFingersと呼ばれる3 次元的な渦構造⁽⁶⁾の存在が認められる。この流れにつ いて、円柱軸の横断面内(xy面内)の流れと円柱軸に平 行な面内(xz面内)の流れの測定を行った。図3の中の ▲と▶印は、水素気泡を発生させる為の電極細線の設 置位置を示す。以下の図4から図8に測定結果を示す。 図中*印付の測定値は、いずれもUおよびdで無次元化 した値である。

図4は、断面流線 (sectional-streamlines) を示 す。前述の可視化写真が示すように、この場合の渦領 域は乱流であるので、本測定値は、時間的空間的に変 動する流れのスナップショットであるけれども、xy面 内では、図4(a)に示すように、流線の形状は千鳥配

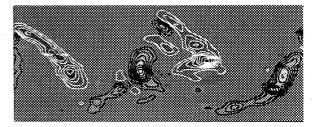


(a) x-y plane

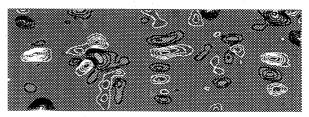


(b) x-z plane

Fig 4 Sectional streamlines, Re=500



(a) x-y plane, $\omega^*_{\text{max}}=4.4$, $\omega^*_{\text{min}}=-4.3$, Step=0.51



(b) x-z plane, $\omega^*_{max}=4.4$, $\omega^*_{min}=-4.4$, Step=0.52 Fig 5 Contours of vorticity, Re=500 列の渦列の存在を明瞭に示し、図4(b)のyz面内の流線は3次元的な渦構造の存在を示唆している。

図5は、渦度ω^{*}=ω d/Uの等値線図を示す。ω^{*}の値 が0.35以下の等値線は省かれている。図中、黒の実線 は正の渦度を表し、白の実線は負の渦度を表す。xy面 内では、図(a)に示すように、Re=500の場合は、Re=12 0の場合(前報参照)とは異なり渦度の値は大きく、 等渦度線の形は同心の円群にはならず、渦度はひも状 の比較的狭い領域に分布する。yz面内の流れでは、符 号の異なる渦度が隣接した領域に分布し、前述のFing ersと呼ばれる3次元的な渦のこの面内における渦度 の分布状況を表している。

これらの渦度分布から、 $\omega^*=0.4の渦度の等値線が囲$ $む渦領域の循環 <math>\Gamma^*=\Gamma/Ud \hat{e}$ 求めると、 Γ^* の値は、xy 面内で1.8から2.1の範囲にあり、yz面内のFingersと 呼ばれる渦の循環は、xy面内の渦の約4分の1の0.5程 度である。

図6は、p値とq値の位相面表示である。図6(a) と図6(b)は、それぞれxy面及びxz面内の測定値をプ ロットしたものである。図6(a)と図6(b)を対比する と、xy面とxz面に対する測定点の分布状況に著しい変 化は認められない。これは、前述の可視化写真(図3) が示唆するFingersと呼ばれる2次渦の渦構造が、p 値とq値から見ると、xy面内で観察される渦列とほぼ 同様であることを示している。

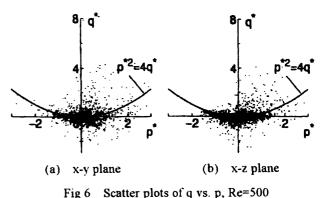
比較のために、Re=120の場合のp-q値の同様なプロットを図7に示す。この場合のxy面内の流れでは、 図7(a)に示すように、p値のプロット点の分布範囲 は狭く、q値は広い範囲に分布する。また、yz面内の 流れでは、図7(b)に示すようにq値はほとんどゼロ で、旋回軌道が認められない。これは前掲のRe=500の 場合(図6)に認められたFingers状の渦構造が、Re=1 20の場合には存在しないことと対応している。

図8は、Re=500の場合の(4q-p²)と(ω²)の値の位相 面表示である。図8(a)と図8(b)は、それぞれxy面内 およびxz面内の測定値をプロットしたものである。こ れらの図の測定点とslopeが1.0の直線との距離に注 目して、図(a)と図(b)の測定点の分布を対比すると、 xy面内とxz面内の測定点の分布状況に著しい差異は 認められない。これは、xy面内およびxz面内のいずれ の渦領域の流れにも、流体要素の回転速度と変形速度 に注目した場合に、同様の渦構造が存在することを示 している。

6 結 莒

渦領域の流れの流体要素の回転速度と変形速度お よび軌道に注目して、渦構造の詳細を明らかにするた めには、渦度ωの分布の他に、速度勾配テンソルの不 変量を測定し、これらの値をp-q位相面及び4q-p²とω² 位相面に表示する方法がきわめて有効である。

この方法を用いて、Re=120の場合の渦列について、 円柱直後でsheet状の渦構造がすぐ下流で安定なrod 状の渦列に変化し、さらに下流のfar-wakeで再び不安



Tigo beatter plots of q vs. p, ite soo

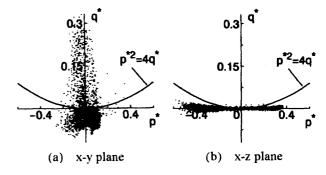
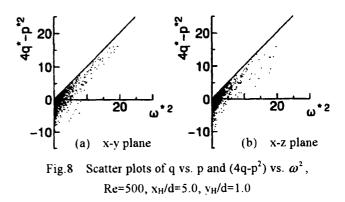


Fig 7 Scatter plots of q vs. p, Re=120



定なsheet状の渦列に変化する状況が明示できた。

そしてRe=500の乱流の渦列には、xy面内の渦列(主 渦)に巻き付くFingers状の2次渦が存在し、その循環 値は、xy面内の主渦の約4分の1程度であるが、2次渦 と主渦列の渦構造は、p-q位相面や4q-p²と ω^2 の位相面 から見て、両者に顕著な差異は認められないことが明 らかにされた。

文 献

- (1) 永田, 箕浦, 福島, ながれ, 別冊(1996), 503
- (2) Perry, A.E. and Fairlie, B.D., Adv. Geophys. 18 (1974), 299
- (3) 穂刈, 微分幾何, 至文堂(1965), 123
- (4) Truesdell, C., The Kinematics of Vorticity, (1954), Indiana Univ. Press, 106
- (5) Kida, S. and Tanaka, M., Ann. Rev. Fluid Mech. 26 (1994), 169
- (6) Gerrard, H., Phil. Trans. Roy. Soc. A288 (1978), 351

知的乱流制御の展望

笠木 伸英 東京大学大学院工学系研究科

An Outlook on Intelligent Turbulence Control

by

Nobuhide Kasagi The University of Tokyo

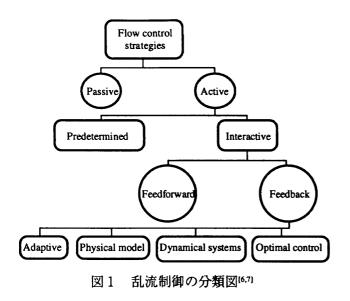
Abstract

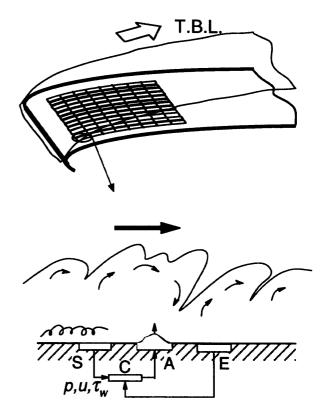
Turbulence control has been one of the central issues in modern scientific, engineering and environmental research efforts. Its potential benefits can be easily recognized if one thinks about the significance of the artificial manipulation of turbulent drag, noise, heat transfer as well as chemical reaction, to name a few. Among various efforts, many intensive investigations have been undertaken focusing on possible drag reducing techniques over the decades. Although there is considerable empirical knowledge on passive control methods such as polymers, riblets and LEBU, efforts are now directed toward to interactive ones, particularly those exploiting emerging micromachining technology, called microelectromechanical (MEMS) systems. The turbulent structures in real flows are very small in size, and their lifetime is also very short. In the past, direct manipulation of these structures was very difficult, but is now expected to become possible with miniature sensors and actuators of micron size fabricated by MEMS. A MEMS controller unit, with its integrated mechanical parts and IC, will be able to sense the physical world, process the information, and then manipulate the physical phenomena through actuators. From this viewpoint, studies of active turbulence control will be even more accelerated by exploiting new and powerful research tools such as direct numerical simulation and advanced measurement techniques based on image processing for developing both hardware and software of smart control of turbulence.

Key Words: turbulence, control, direct numerical simulation, image processing, microelectromechanical system.

1. 緒言

乱流および付随する伝熱,拡散,音,燃焼などの 様々な乱流現象は,産業分野あるいは環境に関わる 諸問題において重要な因子である.例えば,航空機 などの高速輸送機器や高効率で安全な機械やプラン トの設計,製造プロセスにおける高品質の安定確 保,住・都市環境のアセスメントには,乱流を含む 複雑熱流動の数値予測技術が不可欠である.また, 乱流を応用し,あるいは乱流現象を制御して新しい 技術を創成することは今後さらに重要であろう. さて,本稿の主題である乱流制御は決して新しい 問題ではない.乱流研究の約100年の歴史の当初か ら描かれた夢に違いない.では,今何故乱流制御が 改めて取り沙汰されるのか.おそらく三つの側面を 指摘できよう.第一に,乱流制御によってもたらさ れる新たな技術革新への期待,即ち剥離や流れ構造 の制御,流体力の制御,騒音低減,伝熱・拡散制御, 反応制御などによって可能となる,新技術開発,技 術・環境問題解決への大きな期待があろう.第二に, 乱流制御を実現するために必要なソフトウエア,即 ち,乱流物理の基礎的知見の蓄積や最適制御理論な





どの流体力学への導入など,理論的基盤整備が近年 顕著な進展を遂げたこと,そして第三に付加価値の 高い乱流制御技術開発を可能とするハードウエア, 即ちマイクロマシン技術(Microelectromechanical System, MEMS)などが新たな要素技術として急速な発 展の状況にあることを挙げることができる. つま り,今こそこの人類の永年の夢を果たすべき格好の 時期を迎えたと言えるのである.

2. 乱流工学研究の新しいツール

乱流工学の分野で,近年従来とは質的に異なる, しかも強力な研究ツールが開発されており、先端的 乱流制御技術の開発の機運を盛り上げている.ひと つは、乱流場の3次元画像計測技術中であり、もう ひとつは乱流のダイレクト・シミュレーション (DNS)^[2,3]である.これらが高度な実験室実験あるい は数値実験を可能にしたのである. 点計測が原則で あった従来の流速計や温度計に対して,近年開発研 究が進んだ粒子画像流速計, レーザー誘起蛍光法な どによれば、テレビカメラ映像データから流体の速 度ベクトル,温度,濃度の空間分布を計算機処理に よって求めることができる. 最近では, 遊泳する魚 のような動体とその周りの乱流の同時計測も可能に なりつつある.一方、ナビエ・ストークス方程式を 忠実に数値的に積分するDNSは、レイノルズ数に制 限はあるが、速度、圧力、温度等の値やその微分・ 積分値の空間分布の時間発展を詳細に解析すること ができ、現在益々複雑な乱流現象のシミュレーショ ンが試みられている状況にある.

このような新しい研究ツールの発展とともに,剪 断乱流中に時空間的に間欠生起する乱流機構を中心 的に担っている準秩序構造に関する詳細な知見も飛

図2 インターアクティブ制御ユニット想像図

躍的に豊富になりつつあり,このことが乱流制御研 究を加速しているといえる.特に,最近のDNSを利 用した剪断乱流の構造や輸送機構の解析の進展は著 しい.例えば,壁面剪断乱流の基本要素である低速 ストリークや縦渦構造の力学機構,再生成過程,そ れらに伴う運動量やスカラーの輸送の素過程の詳細 が明らかにされつつある.また,等方性乱流,ある いは混合層や噴流などの自由乱流の準秩序構造も解 明が進んでいる.

3. 知的乱流制御技術の先導研究への期待

現在知られている乱流制御法の多くは, 乱流抵抗 低減効果のあるリブレットに代表されるように付加 的な動力を必要としない. この点は基本的には望ま しいことではあるが, 顕著な制御効果を期待しにく いという経験も事実である. 一方, 付加的なエネル ギーを消費しても, 高価値を生み出す能動制御が望 まれる場合もあり得よう. 特に, 流れの挙動に応じ た"インターアクティブ制御法"を開発する必要が ある⁽⁴⁾. 即ち, センサによって乱流場の動的情報を 取込み, それらを基にコントローラによって最適な 制御入力を求め, アクチュエータを作動させて所定 の制御目標を達成する手法である. 近年, 半導体製 造技術などを利用した微小なセンサやアクチュエー

タの開発研究が精力的に行われており、将来これら を利用した一体型の制御デバイスが製作できる可能 性が示唆されている^[5]. 従って、そのような目標に 向かって、微細なセンサやアクチュエータ等のハー ドウエアの開発研究を進めることが是非必要であろ う、さらに、流体力学と最適制御理論の融合、ニュー ラル・ネットワークやカオス制御などの適合型制御 原理応用の基礎研究が是非必要である[6.7].特に、プ ロトタイプのハードウエアを用いた実証実験.ある いは DNS による制御アルゴリズムの系統的評価は 緊急の課題である.加えて,先端的な画像計測技術 の応用,超並列計算技術,膨大な実験・数値データ のハンドリング・可視化技術, そして何よりも新鮮 な発想に基づく野心的な研究戦略が必要であろう. このような基礎研究を通じて種々の制御法を提案。 評価, 体系化することによって, 今後開発すべき知 的乱流制御システムの先導研究としての役割を果た すべきである.

参考文献

- [1] 笠木,西野:画像処理を利用した速度場の計測, 日本機械学会誌 96-895 (1993) 498-503.
- [2] W. C. Reynolds: The potential and limitations of direct and large eddy simulations, Whither turbulence? - Turbulence at the crossroads (Springer-Verlag, Berlin, 1990) 313-342.
- [3] N. Kasagi and N. Shikazono: Contribution of direct numerical simulation to understanding and modelling turbulent transport, Proc. R. Soc. Lond. A 451 (1995) 257-292.
- [4] 笠木, 佐竹: 乱流制御と DNS, 日本流体力学会誌 (1996) 印刷中.
- [5] C.-M. Ho and Y.-C. Tai: Review: MEMS and its applications for flow control, ASME J. Fluids Eng. 118 (1996) 437-447.
- [6] P. Moin and T. Bewley: Feedback control of turbulence, Appl. Mech. Rev. 47-6 (1994) S3-S13.
- [7] M. Gad-el-Hak: Modern developments in flow control, Appl. Mech. Rev. 49-7 (1996) 365-379.

レーザーによる3次元乱流計測技術 林 光-_{青山大学}

3-D Laser Measurement Techniques for Turbulent Flows

by

A. Koichi Hayashi

Aoyama Gakuin University

ABSTRACT

Measurements foy physical properties for turbulent flows have become better and better these years due to a development of leser system and computer. In this paper a threedimensional laser measurement system for turbulent flows is reviewed to study a further accurate measurement system. A theoretical support to quantify the method of Dahm et al developed is described to explain their 3-D method.

Key Words: Turbulent Flows, Laser Diagnostics, Scalar Measurements

1. はじめに

乱流の研究に欠かせない各物理量(平均値と その変動量など)の測定法は、レーザーとコン ピューターの発達でかなり精度良く行われる 環境になってきた。本研究では、乱流の詳細な 機構の三次元可視化について述べる。青山学院 大学では、水素ジェット乱流火炎の実験および 直接シミュレーションが始まろうとしている が、まだ準備段階なので、ここでは review 的な ことを述べる。

現在、流れの三次元計測は、LDV(Laser Dopplar Velocimetry) や PIV(Particle Image Velocimetry) により流速の測定が行われるよ うになり、乱流の内部構造がかなり明らかにさ れはじめてきている。ここでは、測定により乱 流の構造がどのように分かるかを述べ、乱流の 本質がどうなのか等については、ここでは言及しないことにする。

乱流の流速ベクトルを求める方法として、 PIV 法などのように粒子を流れ場に挿入して 直接的に求める方法と、実験と計算を混ぜたよ うな hybrid な Scalar Imaging Velocimetry(SIV) 法がある。後者は、物理というより気象関係の 研究者が衛星写真を使って、1970 年代より海 洋研究に用いている。彼らは、大洋の水温など の写真から、移流-拡散輸送方程式を使って大 洋の動きを調べた。

SIV 法は、Michigan 大学の Dahm が、乱流の 研究のために実験室に持ち込んだ方法である。 この方法はPIV法と違って粒子を流れ場に導入 しないので、とくに燃焼問題に対して適してい るが、Dahm は、水中におけるジェットの場合 の三次元場の測定を行えるようにした。以下では、SIV法によりどのようにベクトル量を求めるかを詳細に述べる。

2. Scalar Imaging Velocimetry & Scalar Energy Dissipation Rate

Dahm 等^{11.21.3}は、力学的に受動的な保存スカ ラー量又は混合分率*ζ(x, t)*は、以下の移流-拡 散輸送方程式を満たすことを示している。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla - \frac{1}{\operatorname{Re} Sc} \nabla^2\right) \zeta(x, t) = 0 \tag{1}$$

この式は無次元化された式で、Re は Reynolds 数、Sc は Schmidt 数である。対流項 u・▽ζは、

$$u \cdot \nabla \zeta = u_{\rm H} |\nabla \zeta| \tag{2}$$

と書ける。ここで、u₁₁は局所スカラー勾配ベ クトル方向の局所速度ベクトルの成分を表す。

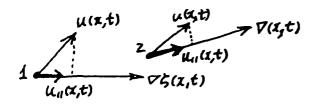


図12点1,2でのu(x,t)と $\hat{e}_{\nabla\zeta}(x,t)$ における変化 による2点でのu(x,t)の差⁴

式(1)、(2)より

$$u_{\mathbb{I}}(x,t) = \left(\frac{1}{\operatorname{Re}Sc}\nabla^{2}\zeta(x,t) - \frac{\partial\zeta(x,t)}{\partial t}\right) \left\{ \left|\nabla\zeta(x,t)\right|\right\}^{-1}$$
(3)

$$u_{\parallel}(x,t) = u(x,t) \cdot \hat{e}_{\nabla \zeta}(x,t) \tag{4}$$

ここで

$$\hat{e}_{\nabla\zeta}(x,t) \equiv \frac{\nabla\zeta(x,t)}{\left|\nabla\zeta(x,t)\right|} \tag{5}$$

図1において、u₁(x,t)は2点xとx+dxで、(i) 勾配ベクトル方向が変化し、(ii)u(x,t)が変化す るので、式(4)より

$$\nabla u_{\parallel} = u \cdot \nabla \hat{e}_{\nabla \zeta}^{T} + \nabla u^{T} \cdot \hat{e}_{\nabla \zeta}$$
(6)

$$\begin{bmatrix} (u_{\parallel})_{1} \\ (u_{\parallel})_{2} \\ (u_{\parallel})_{3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{1,x} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{1,y} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{1,z} \\ (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{2,x} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{2,y} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{2,z} \\ (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{3,x} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{3,y} & (\hat{e}_{\nabla\zeta})_{3,z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix}$$
(7)

である。ここで($\hat{e}_{\nabla\zeta}$)_{*i*,*j*}は、*i* 点での単位ベクト ル $\hat{e}_{\nabla r}$ の x_i 成分を表す。

今、式(7)で得られた u(x,t)の解を $u^{\prime}(x,t)$ とすると、 $u^{\prime}(x,t)$ は適当な解であるが、式(6)を $\nabla u_{\parallel} = u^{k} \cdot \nabla \hat{e}_{\nabla \zeta}^{T} + (\nabla u^{k-1})$ と表すことにより、よ り正確な u(x,t)が得られることになる。ここで、 u^{k-1} は u^{k} の前の繰り返しから得られた速度場を 表している。

測定されたスカラー量は、小さいが避けられ ない誤差がある。故に、真の速度場 u(x,t)が式 (1)の右辺を零にしようとすると、得られた速度 場の誤差を導入してしまうことになる。そこで、 一つの方法として考えられるのは、式(1)の右辺 を最小にすればよいわけで、この場合は変分法 を用いることになる。

次に、スカラーなエネルギー散逸速度場 $abla \zeta \cdot
abla \zeta (x,t) は、厳密な輸送方程式(8)から求められる。$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla - \frac{1}{\operatorname{Re} Sc} \nabla^2\right] \frac{1}{2} \zeta^2(x,t) = -\frac{1}{\operatorname{Re} Sc} \nabla \zeta \cdot \nabla \zeta(x,t)$$

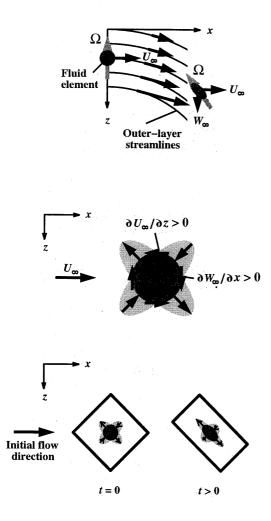


FIGURE 1. Schematic of 3D boundary layer. Top: Spatially developing analog. Middle: Strain applied to fluid element at x = 0 of spatially developing flow and at t = 0 of strained-channel DNS. Bottom: Initial and deformed domain of strained-channel DNS.

by diminishing the mean surface shear stress, and creates an 'inner layer' that propagates outward in time. In practice, instead of accelerating the walls the same result can be obtained by keeping the walls stationary and imposing a spatially uniform time-dependent pressure gradient that creates the same $\overline{u}_c(t)$ history. Since the two approaches are identical, for ease of visualization the DNS data presented below, which were generated with the moving-wall procedure, are plotted as if the nonzero pressure gradient had been used.

Two cases are briefly considered here, defined by the strain-rate components summarized in table 1. The DNS results are obtained using a modified version of the spectral channel code of Kim, Moin & Moser (1987). The reader is referred to Coleman, Kim & Spalart (1997) for a detailed discussion of the numerical approach, as well as a more complete presentation of the current (and other) cases.

Results

We begin by imposing the most general deformation allowed by (1). The resulting flow, denoted Case I,

Case	A_{13}	A_{11}	A_{22}	A_{33}
Ι	0.99	-0.99	1.98	-0.99
Ia	0.99	0	0	0

TABLE 1: Case parameters. (Strain magnitudes given in terms of initial u_{τ}/δ .)

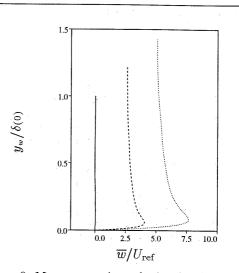


FIGURE 2. Mean spanwise velocity for Case I: _____, $A_{13}t = 0;$ ______, $A_{13}t = 0.10;$ ______, $A_{13}t = 0.18$. Reference velocity $U_{\text{ref}} = 0.73u_{\tau}(0)$, where $u_{\tau}(0)$ is the surface friction velocity of the 2D initial condition; distance from the wall $y_w = \delta - |y|$.

duplicates the full complexity of a three-dimensional (3D) boundary layer, since lateral irrotational skewing $(A_{13} = A_{31})$, streamwise deceleration $(A_{11} < 0)$, lateral convergence $(A_{33} < 0)$ and wall-normal divergence $(A_{22} > 0)$ are all present. This strain field thus corresponds to that found in the 3D boundary layer experiments of van den Berg *et al.* (1975) and Bradshaw & Pontikos (1985); in the present study the initial flow direction is oriented at 45 deg to the principal strain axes in the *x*-*z* plane, which implies that instead of the 35 deg sweep angle of the 'infinite swept wing' experiments, the effective sweep angle is 45 deg, and A_{11} and A_{33} are equal.

The evolution of the Case I mean spanwise velocity is illustrated in figure 2. Two characteristics of pressure-driven 3D boundary layers can be seen: the growth of the layer thickness due to the streamwise deceleration/wall-normal divergence (i.e. the APG), and the 'instant' appearance of spanwise shear (mean streamwise vorticity) in the outer layer, due to the A_{13} -induced skewing of the mean spanwise vorticity. This latter 'inviscid skewing' mechanism dominates the behavior of the outer-layer mean velocity to the extent that when viewed in hodograph form (not shown) the \overline{u} versus \overline{w} curve is closely approximated by the Squire-Winter-Hawthorne expression (Bradshaw 1987). The strain also affects the relationship between the normal and shear-stress components of the Reynolds stress tensor. As shown in figure 3, the a_1 structure-parameter (the ratio of the shear-stress magnitude $\tau = (\overline{u'v'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/2}$ to twice the turbulent kinetic energy $q^2 = \overline{u'_iu'_i}$ is uniformly decreased. The significance of this reduction is twofold. From

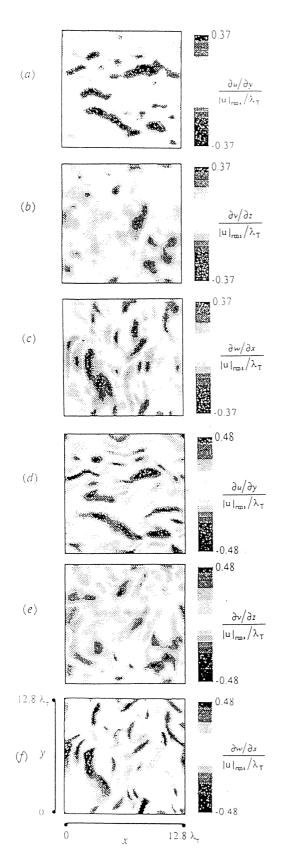


図2SIVによる実験結果((a),(b),(c))とDNSに よる計算結果((d),(e),(f))の速度場の比較(Dahm 等の論文より掲載させて頂いた)

5. おわりに

乱流の3次元計測の可能性について最近の方 法をreviewしてみたが、数年前よりも精度の良 い計測が実現可能になってきたと考える。この ような3次元測定をとおして温度、速度などの 種々の相関や、渦構成のしくみがより分かりや すくなってくる。私等の研究室では、このよう な計測をチャレンジしていく予定である。

参考文献

- Dahm, W.J.A., Southerland, K.B., and Buch, K.A., Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, R. Adrian, Ed., Springer Verlag, pp.3-18, 1991.
- Dahm, W.J.A. and Buch, K.A., Turbulent Shear Flows 7, W.C. Reynolds, Ed., Springer Verlag, pp.17-26, 1991.
- Su,L.K. and Dahm,W.J.A., AIAA paper 94-0403, 32nd Aerospace Science Meeting & Exhibit, Jan.10-13, 1994.
- Dahm, W.J.A., Su, L.K., and Southerland, K.B., Phys. Fluids A 4 (10), pp.2191-2206, 1992.
- 5) Bilger, R.W., Prog. Energy Comb. Sci. 1, 87, 1976.

航技研における先端的乱流研究の推進

松尾裕一 航空宇宙技術研究所

Advanced Turbulence Research in National Aerospace Laboratory by Yuichi Matsuo National Aerospace Laboratory

ABSTRACT

In National Aerospace Laboratory (NAL), a new research program called Advanced Turbulence Research has been launched recently. In the program, we try to select topics attractive for young scientists and be positive to newly developed methods such as DNS and PIV, and we aim at finding new insights into turbulence physics mainly using numerical approaches and giving appropriate solutions to the key technological issues in HOPE and SST projects. In addition, we try to make our research activity more international and more open to public through international research exchange and turbulence database construction.

Key Words: Advanced Turbulence Research, DNS, PIV, turbulence physics, supporting projects

1. はじめに

乱流研究の歴史は古く、その始まりは遠く19 世紀まで遡る。以降、100年来の発展の歴史はこ こに改めて述べるまでもあるまい。この長い歴史こ そ乱流研究の科学としての深遠さを物語っていると いえる。近頃しばしば話題に上る遺伝子研究や新素 材研究等はせいぜいここ数十年の歴史しかない。

しかしながら、これらのテーマが同じテーブル あるいは同じ土俵で議論されるとどうなるか。乱流 研究の100年という歴史の重みは時としてマイナ ス要因として働く。つまり、話題性に乏しい、新鮮 味に欠けるという印象を与えてしまうのである。そ れは成熟した学問分野にとってはある程度仕方がな いことだろうし、基礎科学の一種の宿命といえる。 ただ、そう言ってみても始まらないので、苦しい中 でもアイディアを出し続けて結局は独創性とか創造 性という中身で勝負して行くしかないと思っている。

最近、研究活動のアカウンタビリティーの向上 だとか研究成果の社会への還元ということが言われ ている。研究内容と成果を国民にわかりやすく説明 せよ、国民の利益になる研究をせよというわけであ る。そうした要請が高まるにつれ、戦略研究、モー ド2型の研究といった目的志向型の新しい研究スタ イルが注目されつつある。また、基礎研究ただ乗り 批判やキャッチアップ体質からの脱皮を目指して、 我が国独自の科学技術に対する期待、基礎研究の活 性化の必要性が声高に論じられている。冷戦が終結 し21世紀を間近に控えた今日、我々を取り巻く状 況は大きな転換の時を迎えているといえる。

このような現実と変化を目の当たりにし、我々 の乱流研究はこのままで良いのか、良くないとした らどう活性化させる必要があって具体的に何を目指 すべきか、また、人材の育成・確保という見地から 今の研究体制ままで良いのか、などという疑問が自 然に湧いて来る。こうした疑問が、航技研における 乱流研究の一部に特別の意味合い持たせる今回の野 心的提案の一つの動機であるとともに、「先端的乱 流研究」なる耳慣れない言葉を持ち出して来た大き な理由である。もとより異論反論は覚悟の上で、そ の内容についてここで展開してみたい。

2. 先端的乱流研究の提案の背景

2.1 科学技術を取り巻く情勢

日本は現在、産業の空洞化、高齢少子化による社 会の活力低下、地球環境の維持等の深刻な問題に直 面している。資源の乏しい日本がこうした課題を克 服して行くためには、今後とも科学技術に期待する 以外に有効な道はあるまいが、果たして今後予想さ れる熾烈な国際競争に勝ち抜いて行けるのか?

平成7年11月の科学技術基本法の成立、平成8 年7月の科学技術基本計画の策定は、こうした危機 意識に対する国の決意表明とみることもできる。そ こでは、科学技術創造立国を目指して、社会経済ニ ーズに対応した研究開発の推進と基礎研究の振興を 今後の研究開発活動の基本的方向と定め、硬直化し た研究開発体制を見直し、柔軟かつ競争的で開かれ た環境下で、若手の育成・確保に努めつつ、産学官 の連携の下に適切な評価を受ける新たな研究開発シ ステムを構築することを目標に掲げている。

一方、冷戦終了後、転換期を迎えている世界の中 で、研究開発の活動様式も変わりつつある。例えば、 科学技術に対する各種の批判(基礎ただ乗り、基礎 と応用の乖離、等)あるいは社会的経済的要求(国 民生活の向上、新産業創出、等)の高揚を受けて、 基礎的な研究であっても明確な目的と計画性を持つ 新しい研究スタイルが出現し、それが社会的にも認 知されて来ている。地球環境問題、保健医療に関わ る研究がその典型であり、戦略基礎研究制度の考え 方はそうした潮流に整合する。また、研究開発にお けるアウトソーシングの進展とか異分野間の交流・ 協力の日常化など、研究開発活動そのものが極めて 多様化して来ているのも最近の特徴である。

2.2 航技研の研究活動等の動向

こうした状況の中で航技研は、平成8年度、外部 評価を実施した。専門家が評価するピアレビューの 形式を取ったが、プロジェクトの推進の他、基礎基 盤研究及びニーズ汲取型研究の振興、研究テーマの 重点化、成果の積極的発信・普及等が指摘された。

また、従来から進めている宇宙往還機(HOPE) プロジェクトに加えて、平成9年度より次世代超音 速機(SST)プロジェクトが本格的に開始され、 航技研は宇宙と航空に関する2大プロジェクト研究 を抱えることとなった。ここで、HOPEにおける 熱防御の問題、SSTにおける遷移の問題など重要 技術課題が乱流に密接に関係しており、これら技術 課題の克服のために乱流研究の積極的な支援、実質 的な貢献が求められているところである。

2.3 航技研における乱流研究の現状

乱流は、流体力学において残された未解決問題の 一つであり、航技研設立以来の重要な研究対象であ る。個別に観れば、航技研は、従来からの風洞設備 を用いた実験、最近では計算機による数値シミュレ ーションなどを用いて、理論・実験・計算の各領域 で世界に冠たる成果を上げて来ている。

しかし反面、所としての研究の方向性や一体感の ようなものは、外からはよく見えないのが実状であ ろう。包括的な指針・目的やテーマ間の有機的リン クが強く打ち出されていないのがその要因と思われ る。だから、まとまった形での成果の発信・普及は 困難であるし、明確なプロジェクト支援のような体 制も取りにくい。さらに、社会ニーズへの対応とか 科学観の変化に追随する機動性も得難くなっている。

これは、裏を返せば航技研の乱流研究が極めて学 際的色彩の濃いものになっているということである。 研究の進展とともに残された問題は必然的に難しく なるからテーマが専門的、個別的になるのは仕方な いとしても、新規話題作り、魅力的テーマ作りとい う点で物足りなさは否めない。その辺りが、所内に おいても若い人に人気がない理由なのかもしれない。

この点について、最近明るい展望が開けて来てい る。その原動力になっているのがDNS(直接数値 シミュレーション)やPIV(粒子画像速度計測) といった新しい研究ツールの台頭である。また、乱 流制御における最適制御理論のような他分野の成果 の適用もブレークスルーに繋がる重要な役割を果た す可能性がある。こうした流れを取り込むためには、 必要なインフラ整備(特に計測技術)、人材クリテ ィカルマスの確保が不可欠であるが、現状では十分 とはいえない。

3. 先端的乱流研究の必要性と目的

航空宇宙というかなり応用的側面の強い分野にお いて、乱流研究の活性化は基礎研究の振興という点 では重要な意義を持つ。ただし、上記の考察からわ かるように、現在の科学技術を巡るコンテクストの 中で求められているものは、真理探究を旨とする従 来型の研究スタイルの拡張ではなく、具体的目標の 設定による方針の明確化であり、新しい考え方・方 法論への挑戦であり、成果・活動の積極的発信・普 及であるといえよう。このような要請に対し我々は、 それを保守的、受動的に受け止めるよりは、その要 請を柔軟に吸収できるような課題設定及び研究体制 作りを積極的に進めることによってむしろ能動的に 対処して行くことが重要である、と考えた。また、 基礎にも応用にも目配りが効く国研の立場を有効に 活用することで独自の研究の方向性を主張して行く ことが可能ではないか、と考えた。そこで、そのよ うな研究を効率的、明示的に推進して行くうために、 特に「先端的乱流研究」と題して集約することとし、 全体的な目的として以下の3項目を掲げた。

★ 新しい方法論による未踏課題への挑戦

★ 開かれた乱流研究の展開と社会ニーズへの対応

★ プロジェクトの積極的支援とその体制作り

この下で、航技研らしい乱流研究、航技研にしかで きない乱流研究をスローガンに積極的に推進するこ ととした。

4. 先端的乱流研究の具体的内容

研究テーマについては、当面以下のものを重点的 に実施することとする。

(1) LESによる超音速境界層の遷移予知

超音速境界層の遷移予知は、SST及びHOPE 両プロジェクトにおける重要な技術課題(SSTで は抵抗低減、HOPEでは熱防御)になっている。 従来、安定性解析あるいは e^N 法が実用的方法とし て知られているが、ここでは最近開発されたダイナ ミックSGSモデルを用いて翼などのまわりの遷移 を含む流れを解析し、従来の方法の信頼性検証、新 たな遷移予知法の確立に資する。

(2) 先進乱流数理モデルの開発と評価

乱流モデルの高度化はCFD技術の定量性を高め る意味で重要であるが、剥離流れ、圧縮性流れ、遷 移流れ、などに適用可能な乱流モデルは従来あまり 整備されていない。ここでは、それらの複雑な流れ に対しても適用可能な乱流モデルの開発と評価を行 い、CFD技術の信頼性確立に資する。

(3) 乱流制御に関する先導研究

乱流制御は、乱流研究の当初からある古くて新し い課題であるが、最近、最適制御理論やマイクロマ シン用いた能動制御が先導技術として注目を浴びて いる。ここでは、DNSを用いて乱流制御の基本的 アイディアの創出と検証を行い、乱流制御技術の実 用化に資する。

(4) DNSによる乱流の極微細構造の解明

ここでは、航技研の超高速並列計算機「数値風洞」 による大規模DNSにより、乱流の極微細構造の特 徴と力学的性質を明らかにし、乱流の持つ性質の解 明に資する。

(5) PIVによる先進的乱流計測技術の研究開発

良質の実験データの生成・蓄積は乱流研究にブレ ークスルーをもたらす可能性がある。ここでは、近 年飛躍的に進歩した、レーザー装置と高速画像処理 技術を用いた粒子画像計測法(PIV)を航技研に おいて確立することを目指す。

(6) 乱流データベースの構築

現在、計算にしても実験にしても極めて高度化し ている。乱流研究を進展させるためには、これをデ ータベース化し、さらに一般に公開しすべての研究 者が共有できることが望ましい。そこで、計算と実 験に関する成果をデータベース化し、一般の利用に 供することを目指す。

5. 先端的乱流研究の推進方策

研究を推進するに当たり、下記の方策を活用する こととする。

- (1) 共同研究、連携大学院、等の推進による外部 機関との連携・協力の強化
- (2) STAフェロー、科学技術特別研究員、客員

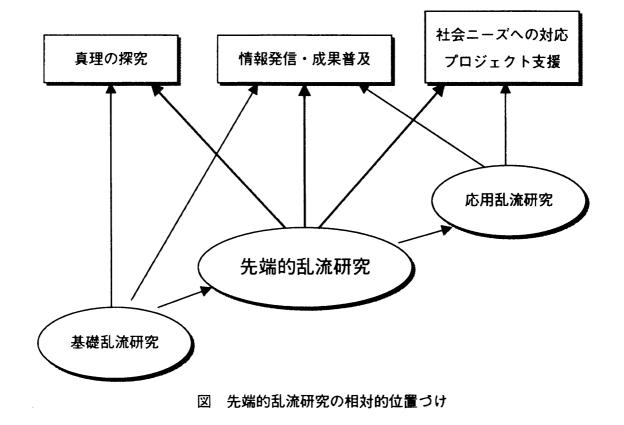
研究官、研修生、等の各種制度利用によるポ スドク等優秀な研究者の招へい

- (3) 任期付任用制度、等を活用した優秀な若手研 究者の採用・育成
- (4) COE育成、戦略基礎研究、総合研究、重点
 基礎研究、等の各種公募制度を活用した研究
 費の拡充
- (5) シンポジウム、セミナー等の開催、インター ネットの利用による研究成果の公開・普及
- (6) 他の研究領域(プロジェクト研究等)との交 流・協力による研究ニーズの発掘
- 6. おわりに

以上、我々がこれから進めようとしている先端的 乱流研究の背景、必要性、目的、内容、推進方策等 について述べた。もとより航技研の乱流研究を振興 して行くための一案を提示したに過ぎない。今般の 行政改革議論の中では、ナショナルセンターとして の国研の存在意義が問われ、一方で研究評価の基準 作りが進んでいる。我々は、役に立つ成果を出さな ければならない時代、研究に点数をつけられる時代 に突入したといえる。こうした中で、本提案のよう な目的指向型研究の必要性についてはある程度納得 していただけるかもしれない。が、その中身につい ては今後とも十分に検討の余地がある。また、この ような提案は一見官僚的発想だと指摘する向きもあ るだろう。しかし、その根本のところで我々が勝負 すべきはやはり独創性だとかアイディアだと思って いるし、また、その姿勢を貫くのが研究者としての 健全な姿であるに違いない。

乱流研究の成否は、流体科学に限らずもっと広い 意味で近代科学技術にブレークスルーをもたらす鍵 を握っていると思う。特に、エネルギー問題や環境 問題へ波及効果は大きいだろう。それだけにこれを 意欲的に進める意義は大きいと察するが、現状では 転換期の大きな波の中にともすれば呑み込まれてし まうことを危惧する。だから、普通の研究以上に新 しいアイディアを見出すこと、成果を具体的な形で 表現することに不断の努力と特別の注意を払う必要 があると思うのだが。

なお、本シンポジウムの開催及び先端的乱流研究 の検討に当たっては、航技研企画室 名雪哲夫 総括 研究企画官に貴重なご意見を賜った。ここに記して 謝意を表します。



航空宇宙技術研究所特別資料36号

平成9年12月発行

発行所科学技術庁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(0422)47-5911〒182
印刷所株式会社三興印刷
東京都新宿区西阜稲田2-1-18

◎ 禁無断複写転載

本書(誌)からの複写、転載を希望される場合は、企画室 調査普及係にご連絡下さい。