

NAL TR-1462

ISSN 1347-4588
UDC 532.517.2
532.517.3
532.517.4

NAL TR-1462

航空宇宙技術研究所報告

TR-1462

独立行政法人

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1462

低速風洞縮流胴における境界層遷移過程

西 沢 啓 ・ 側 垣 正 ・ 高 木 正 平
徳 川 直 子 ・ 三 栖 功

2003年6月

独立行政法人 航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY OF JAPAN

低速風洞縮流胴における境界層遷移過程*

西沢 啓^{*1} 側垣 正^{*2} 高木 正平^{*3} 徳川 直子^{*3} 三栖 功^{*4}

Transition Process of Boundary Layers on a Low-Speed Wind-Tunnel Contraction Wall

Akira NISHIZAWA^{*1}, Tadashi SOBAGAKI^{*2}, Shohei TAKAGI^{*3},
Naoko TOKUGAWA^{*3} and Isao MISU^{*4}

ABSTRACT

The transition process of boundary layers on a low-speed wind-tunnel contraction wall was experimentally investigated using flow visualizations and hot-wire/hot-film measurements. The process has several classifications depending on the Reynolds number. For the low Reynolds number, a row of counter-rotating longitudinal vortex pairs is generated by the Görtler instability on the concave wall. The velocity profile of the laminar boundary layer distorted by the Görtler vortices has inflection points, and eventually the secondary high-shear-layer instability causes high-frequency velocity fluctuations. These growing disturbances lead the boundary layer to a turbulent state within the concave region of the contraction. However, the resultant turbulent boundary layer is laminarized by acceleration of the mean flow in the convex region free from centrifugal instability. For the higher Reynolds number, the initial boundary layer flow was already turbulent at the entrance of the contraction. The boundary-layer thickness increases downstream within the concave region. On the convex wall the turbulent boundary layer is laminarized; however, re-transition occurred with the naturally occurring turbulent spots under a favorable pressure gradient. With an increase in the mean velocity in the test section, the location of occurrence of spots moves forward into a more accelerated region. As the turbulent spots grow downstream even in the accelerated flow, the formation of a turbulent boundary layer is unavoidable on the test section wall at the higher Reynolds number.

概 要

低速風洞縮流胴に沿った境界層の遷移過程を可視化及び熱線計測などにより実験的に研究した。縮流胴境界層の遷移過程は次のように幾つかの素過程に分けられる。レイノルズ数が低い場合、凹面領域にはゲルトラー不安定により、流れ方向に軸を持ち対になって回転する縦渦列が発生する。層流境界層はその縦渦列によって歪められて変曲点を持ち、二次不安定によって乱流へと遷移する。しかし、下流の凸面領域に至ると主流の加速によって境界層は再層流化され、縮流胴出口まで層流状態が維持される。レイノルズ数が高い場合、縮流胴入口における初期境界層はすでに乱流状態にあり、凹面領域を通過する間に境界層厚さはさらに

* 平成 13 年 12 月 28 日受付 (received 28 December 2000)
* 1 科学技術特別研究員, 流体科学研究センター (Fluid Science Research Center)
* 2 青山学院大学大学院 連携大学院生
* 3 流体科学研究センター (Fluid Science Research Center)
* 4 青山学院大学理工学部 客員研究員

増加するが、その下流の凸面領域では一旦層流化する。しかし、縮流胴出口付近において乱流斑点が自然発生することにより、境界層は再遷移する。測定部の主流流速を増加すると乱流斑点が発生する位置は上流側のより加速された領域へと移動する。乱流斑点は加速流中でも下流に向かって成長するので、レイノルズ数が高い場合には測定部の境界層が乱流になるのは避けられない。

記号

C_p	静圧係数, $2(P-P_1)/(\rho U_\infty^2)$
G	ゲルトラー数, $(U_e \delta^*/\nu)(\delta^*/R)^{1/2}$
K	加速パラメーター, $(\nu/U_e^2)/(dU_e/dX)$
L	縮流胴の流れ方向長さ
P	縮流胴内静圧
P_1	縮流胴出口静圧
Re_L	縮流胴レイノルズ数, $U_\infty L/\nu$
Re	局所レイノルズ数, $U_e X/\nu$
U_∞	測定部の主流流速
U_e	境界層外縁の局所平均流速
U	局所平均流速
X	縮流胴入口からの流れ方向の距離
X_s	最下流の整流網から壁面に沿った流れ方向距離
Y	縮流胴中心軸からのスパン方向距離
Z	壁面からの鉛直方向距離
R	壁面の曲率半径
t	時間
\bar{u}	局所瞬間流速
u	流速変動
u'	流速変動の実効値
u_f	流速変動のフーリエ成分の実効値
δ^*	排除厚さ
γ	間欠率
ν	動粘性係数
ρ	空気密度

1. 緒言

超音速風洞測定部壁面に乱流境界層が発達すると、そこからマッハ波が放射されるため、主流の圧力変動が増加する¹⁾。従って、測定部において静穏な超音速領域を実現させるためには、測定部壁面の境界層を層流に保つ必要がある。航空宇宙技術研究所の0.2 m小型超音速風洞²⁾は静粛風洞³⁾として設計されたが、これまでの研究から、超音速ノズル上流の縮流胴内で境界層遷移が起こり⁴⁾、測定部内壁では乱流境界層になっている⁵⁾ことがわかった。しかし、流れが強く加速されている縮流胴内で、なぜ層流-乱流遷移が生じるのか、その主な原因はわからなかった。

縮流胴境界層の乱流遷移はSchuh⁶⁾によって注目された。彼は低速風洞で実験を行い、測定部流速が増すと縮流胴内における壁面境界層の層流-乱流遷移が生じるために測定部の主流乱れが突然増加することを示した。さらに、縮流胴出口近くの境界層をその上流壁面上に設置したトリッピングワイヤーによって人為的に乱したところ、測定部の主流乱れは急激に減少した。このことは遷移位置の移動が測定部主流乱れを増加させること、及びトリッピングワイヤーが遷移点を固定するために主流乱れが減少することを示唆している。このことはまた、低速風洞の場合は高速風洞と異なり、測定部壁面境界層が乱流になることは主流の質に悪影響を及ぼさないことを示している。これと同様な手法はItoら⁷⁾が低乱風洞の主流乱れをさらに減少させるために適用し、縮流胴壁面に設置するトリッピングワイヤーの最適な大きさが決定された。ただし、これらの研究は縮流胴内で乱流遷移が生じる機構には注目していない。Takagiら⁸⁾はいくつかの風洞で実験を行い、縮流胴の縮流形状や大きさが、Schuh⁶⁾の実験で用いられたものと異なっているにもかかわらず、縮流胴長さや測定部平均流速を基にしたレイノルズ数が、彼の場合と近い値 $Re_L \approx 4.0 \times 10^6$ のときに、縮流胴内出口近くの層流境界層中において乱流が突発的に発生する様子を観察した。このことは縮流胴内の境界層遷移機構が曲線形状などに依らない普遍性を持つ可能性を示唆する。

縮流胴境界層が乱流遷移する原因として最も注意すべきものの一つは境界層のはく離である。伊藤⁹⁾は、凹面部の絞りが急なはく離しやすい縮流胴と、その形状を改良して緩やかな絞りにした二種類の縮流胴内を煙注入法によって可視化した。どちらの縮流胴でも入口上流から凹面部にかけて壁面には逆圧力勾配が生じ、そのため境界層ははく離した。さらに、はく離領域からは流れ方向に軸を持ち、対になって回転するキノコ型の縦渦列が発生した。また、はく離しやすい縮流胴の場合は縮流胴出口に至るまで縦渦列が観察された。ただし、はく離と縦渦の関係については言及されていない。また、レイノルズ数が $Re_L \approx 1.3 \times 10^5$ と低いため、出口近傍における突発的な乱流の発生も観察されていない。Takagiら¹⁰⁾は逆流をほとんど伴わない縮流胴凹面領域においても、ゲルトラー不安定によって縦渦列が発生することを可視化により観察した。三栖¹¹⁾は3つの異なった縮流曲線を用いて、

加速流れにおける乱流境界層の再層流化を調べ、長い凹面領域と短い凸面領域をもつ Cheers 形状が層流化という点において、3種類の中では最適であることを見いだした。また、Okamoto と Misu¹²⁾ は縮流壁に沿った境界層が層流化するためには、平板境界層よりも強い加速を受ける必要があることを示した。しかし、最初から強制的に乱流に遷移させた境界層の振る舞いを調べたものであり、層流化した後の乱流遷移過程については注目していない。一方、Nishizawa¹³⁾ は凸面部で層流化した境界層がその後再遷移する過程に注目し、縮流胴出口近傍で乱流斑点が自然発生する様子を観察した。

このように縮流胴に沿う境界層の遷移過程は初期条件、レイノルズ数、形状など様々な要因によって影響を受ける。そのため、従来独立に研究されてきたはく離、凹面部の遠心力不安定、加速による層流化、出口近傍における突発的な乱流遷移などそれぞれの現象がどのように関連を持っているのかについて統一的な解釈は与えられていない。本研究は縮流胴に沿った境界層における一連の遷移過程を明らかにし、測定部の境界層を乱流化する要因を解明することを目的とする。

2. 実験装置と実験方法

2.1 風洞

実験は航空宇宙技術研究所における高さ 0.65 m、幅 0.55 m の測定部断面を持つ小型低乱風洞の縮流胴を用いて行った。集合胴内には開口比 0.608、20 メッシュの整流網が 5 枚設置してあり、2 番目と 3 番目の整流網の間に、流れ方向長さが 200 mm、六角形セルの対角長さが 25 mm のハニカムが設置してある。測定部における主流乱れのレベルは、流速 30 m/s のときに 0.05 % である。風洞縮流胴形状を図 1(a) に示す。流れ方向長さ $L = 1.8$ m の縮流曲線は 6 次の多項式で定義され、縮流面積比は 9:1 である。X, Y, Z 軸はそれぞれ、流れ方向、スパン方向、鉛直方向で、これらの原点はそれぞれ、縮流胴入口、中心線、壁面である。熱線とホットフィルムによる測定は $1.25 \times 10^6 \leq Re_L \leq 5.6 \times 10^6$ の範囲で行った。

図 1(b) は、レイノルズ数を様々に変化させたときの天井壁における静圧係数 C_p の分布と、ポテンシャル理論から得た壁面及び縮流胴中心軸に沿う C_p 分布である。理論計算にあたっては、本風洞縮流胴と同じ曲線形状をもつ軸対称型縮流胴を想定し、非粘性流を仮定して、小林¹⁴⁾ の計算手法を用いた。計測結果と計算結果は、出口近傍領域を除いて非常によく一致している。一般に、有限長さの縮流曲線が直線部と連結する場合、縮流胴の入口と出口近傍で壁面に沿って逆圧力勾配が生じることは避けられないものであるが、本風洞においても計測、計算の

両結果から出口付近で明らかに逆圧力勾配領域が見られる。入口付近については、計測では明確な結果は得られなかったが、計算では非常に弱い逆圧力勾配の存在が示されている。図 1(c) と (d) はそれぞれ、縮流胴内の X 軸に沿う局所加速度 dU_e/dX と加速パラメータ $K = (v/U_e^2)(dU_e/dX)$ の各レイノルズ数における流れ方向変化を示している。 U_e は局所縮流比と測定部主流速から見積もった。一般的に、加速パラメータ $K = (v/U_e^2)(dU_e/dX)$ もしくは、 $K = v(dP/dX)(\rho U_e^3)$ の値がそ

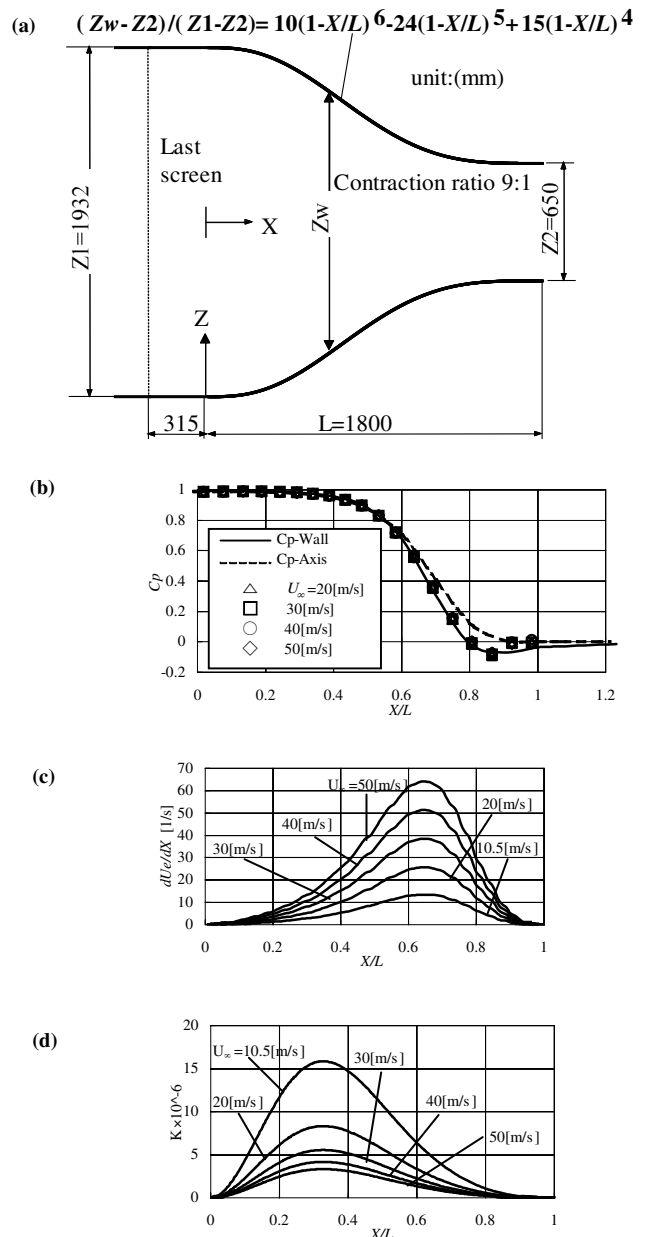


図 1 縮流曲線 (a) と各パラメータ (b ~ d). (b) : C_p 分布 (記号は計測結果, 実線と点線はポテンシャル計算によって得た壁面, 及び X 軸に沿った理論値), (c) : X 軸に沿った加速度分布 (計算値), (d) : X 軸に沿った加速パラメータ分布 (計算値).

れぞれ 3×10^{-6} , -0.02 を超えていれば, 平板上の乱流境界層は再層流化することが知られている^{15,16)}.

2.2 流れの可視化

床面境界層の流れに垂直な断面を, ハロゲンライトシートと蚊取り線香を使って可視化した. 細かく切断された蚊取り線香片を1番目のスクリーンから上流側 150 mm の床面にスパン方向に約 1 cm の間隔で 20 本程度一列に並べて設置し, 連続煙源として用いた. 可視化位置は $X/L = 0.207$ とし, 壁面から 120 mm の位置に Y 方向にスリットを有するカバーを装着した棒状のハロゲンランプ (1000 W) を設置し, シート状の光を照射した. その下流 $X/L = 0.39$ の床面中心線上に, 壁から約 65 mm の高さにレンズの中心が位置するように 8 mm ビデオカメラを設置し, 流れに垂直な断面を撮影した. また, ビデオプリンターで瞬間画像を連続的にハードコピーした.

2.3 逆流計測

逆圧力勾配の存在は境界層のはく離を誘発する恐れがあるため, サーマルタフト法により凹面領域において逆流の有無を確認した. 逆流検知プローブは鉛直に張ったヒーター (タングステン線, 長さ 10 mm, 線径 30 μm) の上下流それぞれ 3 mm の位置に検出センサー (タングステン線, 受感部長さ 1 mm, 線径 5 μm) を水平に配置したもので, ヒーターに与えた周期的熱変動をどちらのセンサーが感知するか観察することにより, 壁面近傍における流れの方向を知ることができる. 両センサーの高さ位置は壁面から 5 mm とした. $Re_L = 1.25 \times 10^6$ において, これを床面上の様々な位置に設置して計測したところ, $0 < X/L < 0.05$, $Y < -500$ mm の床面中心線から離れたわずかな領域内においてのみ逆流が検知された. なお, $Y > -500$ mm においては逆流が検知されず, 縮流胴内の流れは必ずしも左右対称にはなっていないことがわかった. これは, 本風洞が回流式であるためと思われる.

2.4 熱線計測

縮流胴に沿う様々な位置で各レイノルズ数における平均流速成分と変動成分を, I 型熱線プローブ (タングステン線, 受感部長さ 1 mm, 線径 5 μm) と定温度型熱線流速計 (過熱比 1.5) を用いて測定した. 流速計の出力はアナログ回路で直線化された. 流線が壁に沿って曲がっているので, 計測される流速成分は X 方向成分ではなく, 局所流線方向の成分であり, 場所によってその方向は異なる. また, 壁面中心線から離れると流線の Y 方向の傾きも大きくなるが, 本実験の計測範囲内ではそれは無視できる程度に小さい. 従って, 計測した流速成分 U は便宜的に Y 軸に垂直で局所的な壁面の傾きに平行な成分とみ

なした. 直線化された出力の誤差は局所流速の $\pm 2\%$ 以内に保った. 熱線流速計の出力信号は 16 bit の A/D 変換器により 10 kHz で 1 計測点当たり約 5 秒間サンプリングを行った.

2.5 マルチホットフィルムセンサーを用いた乱流の検出

層流化した境界層中に突発的に現れる乱流構造の瞬間的な平面形状を捉えるために, マルチホットフィルムセンサー (Tao of systems SF 9501) を用いて多点同時計測を行った. センサーは凸面壁面に貼り付け, 壁面せん断応力の相対的な変化を捉えた. センサーの間隔は 2.54 mm (0.1 inch) であり, スパン方向に 32 個並んでいるが, 1 つ置きに 16 個を用いた. 各センサーは 16 チャンネルの定温度型熱線流速計により加熱比 1.3 で駆動し, せん断応力に対する較正は行わずにブリッジ出力信号を 12 bit A/D 変換器により直接取得した. サンプル周波数は 10 kHz とし, 1 計測点当たり約 13 秒間, 16 チャンネル同時計測を行った. 得られた信号から乱流/層流状態を区別する on/off 信号に変換し, 間欠率 γ を求めた. 図 2 に on/off 信号への変換手順を示す. まず, (a) に示される元の信号の変動成分 $e(t)$ から乱流成分のみを取り出すために時間微分を施し (b), その絶対値をとって $|\partial e(t)/\partial t|$ を得る. さらに, $|\partial e(t)/\partial t|$ をローパスフィルタに通過させ, 適当なしきい値で層流/乱流領域を区別する (c) ことにより, (d) に示される on/off 信号を得る. しきい値の決定にあたっては Arnal と Jullian の手法¹⁷⁾ を用いた.

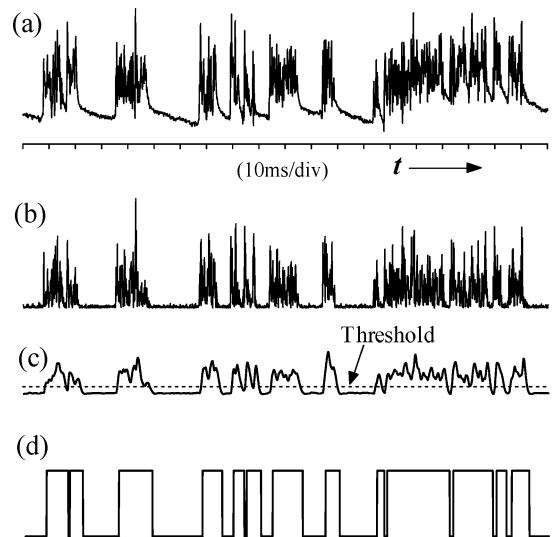


図 2 乱流/非乱流状態の検出手順 (縦軸は任意スケール). (a): ホットフィルム出力信号の変動成分 $e(t)$, (b): $e(t)$ の一階微分の絶対値 $|\partial e(t)/\partial t|$, (c): $|\partial e(t)/\partial t|$ をローパスフィルタに通過させた値, (d): 乱流/非乱流状態を示す on/off 信号.

2.6 スピーカーを用いた人工励起

層流化した境界層の再遷移途中にある流れの構造的特性を観察するために、人工励起法を適用した。X/L = 0.7 に設けた直径0.8 mm の穴からパルスジェットを発生させた。穴はビニールチューブでスピーカーと繋がっており、ジェットは擾乱が流れ方向に重ならないように、1秒間に3パルスの割合で噴出するようにした。励起強さは人工擾乱が定常的に発生するように適当に調節した。

3. 実験結果

3.1 境界層の初期状態

図3に異なる2つのレイノルズ数における、縮流胴入口の平均流速U/U_eと乱れu'/U_eの分布を示す。図3(a)はRe_L = 1.25 × 10⁶の場合であるが、平均流速分布は壁近くで変曲点を持つ分布形状を有しており、実線で示したブラジウス境界層とは異なっている。これは2.1節で述べたように縮流胴入り口近傍に逆圧力勾配領域が存在すること

による。なお、境界層が開始する原点の位置はわからないので、排除厚さδ* ≈ 6.8 [mm]より、ブラジウス分布を実スケールに変換して比較した。また、最大乱れ強さは1%以下であることから境界層内は層流である。その下流の凹面領域においても境界層厚さが一定で、層流境界層であることを仮定すると、主流流速と壁面曲率の変化に伴うゲルトラー数G = (U_eδ*/ν)(δ*/R)^{1/2}は0.12 ≤ X/L ≤ 0.26において、約54から51に変化する。なお、壁面曲率1/Rが最大となるX/L = 0.12において曲率半径はR = 666.7 [mm]である。これらのゲルトラー数の値が線形安定理論¹⁸⁾から予測される臨界値1.0をはるかに超えていることは注目すべき点である。

一方、図3(b)はRe_L = 4.5 × 10⁶の場合である。このレイノルズ数では、最大乱れ強さが13%を越えており、明らかに乱流境界層となっている。しかし、平均流速分布形状はよく知られた平板上の乱流境界層のもの¹⁹⁾とは明らかに異なっている。本節では主に、これら2つのレイノルズ数の結果を示す。

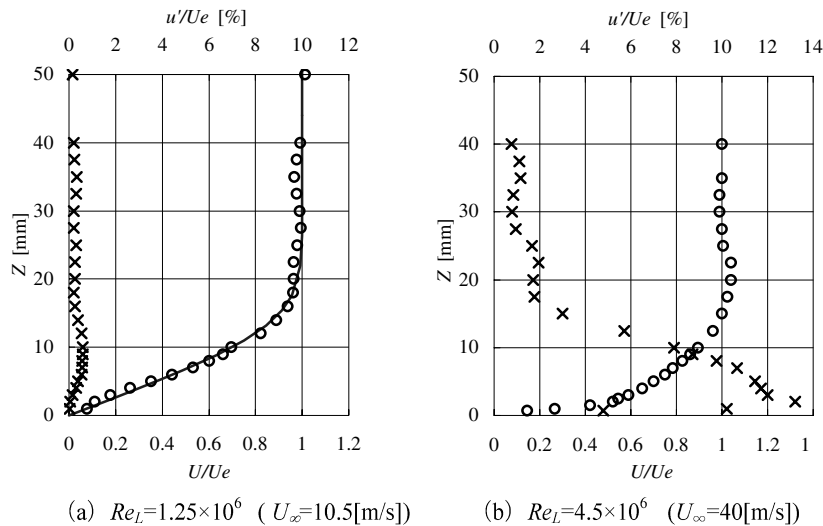


図3 縮流胴入口 X/L = -0.008 (X_s = 300[mm]) における平均流速と乱れ強さの鉛直方向分布 (○ : U/U_e, × : u'/U_e [%], (a) における実線はブラジウス分布)。

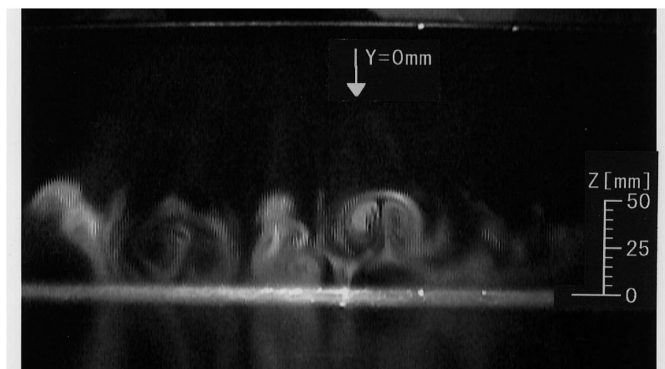


図4 凹面壁上 Y-Z 断面における可視化画像 (X/L = 0.207 (X_s = 700[mm]), Re_L = 1.25 × 10⁶, U_∞ = 10.5[m/s])。

3.2 低レイノルズ数 ($Re_L = 1.25 \times 10^6$) の結果

流れ場の様子を知るため最初に可視化を行った。図4は測定部主流速 $U_\infty = 10.5$ [m/s] における、凹面領域の中間部 $X/L = 0.207$ の境界層内横断面を撮影した画像である。写真からはマッシュルーム形を成す渦対がいくつか並んでいる様子が明確に捕えられている。そしてこれらの渦はビデオ画像から判断して、ほとんど空間的に留まっていることがわかった。各渦の形状や大きさは不ぞろいであり、中心より右側では、巻き込みは観察されない。これらのマッシュルーム形の構造は、流れ方向の圧力勾配のない凹面壁において通常観察されるような、ゲルトラー不安定を経て発生する縦渦列の断面写真²⁰⁾と類似している。なお、写真から判断すると渦の垂直方向とスパン方向の長さスケールは、次項で示す局所境界層厚さ(約50 mm)程度である。

次にI型熱線をトラバースし、壁面中心線 ($Y=0$) に沿った様々な流れ方向位置における鉛直方向の流速分布を計測した。図5は各流れ方向位置における局所平均流速及び乱れ強さの分布図であり、(a)～(i)の順に下流方向への変化が示されている。このレイノルズ数における加速パラメーターは、 $X/L = 0.08$ から 0.7 までの広い範囲で臨界値 $K = 3.0 \times 10^{-6}$ を越えている(図1(d))。縮流部開始位置近傍 $X/L = 0.046$ (図5(a))では、縮流胴入口に存在する逆圧力勾配の影響により、速度勾配のゼロ点 $dU/dZ = 0$ が壁面近傍に現れ、 $X/L = 0.103$ (図5(b))までそれが観察できる。図1(b)の C_p 分布図からは明確に確認できないが、2.1項で述べたように本来縮流胴入口と出口で逆圧力勾配が生じることは避けられない。従って、わずかな逆圧力勾配の影響を受けて、はく離型の流速分布が形成されているものと考えられる。ただし、前述したようにこの位置では逆流は生じていない。 $X/L = 0.103$ では速度勾配のゼロ点が生じるだけでなく、流速分布が歪み始め、乱れ強さの最大値は3%にまで増加する。その流速分布は特徴的であり、上方に向かって一旦減速した後再び増速しており、速度勾配の急な領域に対応して乱れのピークが2箇所生じている。このような流速分布の特徴は下流の $X/L = 0.207$ でも顕著に表れており、なおかつ乱れのレベルも増加している。 $X/L = 0.207$ は前述の可視化写真に対応するが、 $Y=0$ の流速分布は写真に見られる大規模な渦対の中心から少し離れた断面をとらえたものであることがわかる。 $X/L = 0.103$ (b)から 0.257 (e)にかけて観察される流速分布形状はゲルトラー渦の一部を捉えた流速分布^{20,21)}のものとよく似ている。凹面領域の終端 ($X/L = 0.4$) 付近に当たる $X/L = 0.35$ (f)と 0.44 (g)では、流速分布の歪みが平滑化されつつあり、それとともに上方 $Z \geq 20$ mmにおける乱れも下流にむかって減衰している。一方、壁のごく近傍では逆に乱れが増加しており、凹面か

ら凸面に至る間の不安定機構はかなり複雑である。

その下流の凸面領域では加速パラメーターの値は臨界値 $K = 3.0 \times 10^{-6}$ を大きく上まわり(図1(d), 図5(h), (i))に示されるように境界層がほぼ層流化し、そのまま縮流胴出口近傍まで持続している。しかし、4%程度の乱れは残留し、それ以下には減衰しない。

凹面領域における流速のスパン方向分布の変化を図6に示す。入口近傍 ($X/L = -0.008$)ではブラジウス分布に近い層流境界層が形成されていたが、スパン方向の流速分布は一樣ではなく空間的に変動していることがわかる。そのスパン方向の周期性のスケールはおよそ20～25 mmであり、上流に設置されているハニカムのセルサイズとほぼ一致することは非常に興味深い。また、下流に進むに従ってその振幅は増加し、波長が30～40 mm程度と長くなっていくことがわかる。これは図5(a)～(f)に示したように、鉛直方向の流速分布が大きく歪み、かつ乱れが増加していく過程に対応している。このとき、スパン方向への流速分布の歪みは明らかに初期の歪みを助長するように成長していることから、初期段階での流れ場の非一様性が不安定現象の引き金になっていると思われる。

図7に $Y-Z$ 断面における等流速線図を示す。 $X/L = 0.103$ では低速部が上方へ突出した領域がスパン方向に局在していることがわかる。ただし、 $Z < 10$ mmでは等値線はスパン方向にも鉛直方向にもほぼ一樣であり、壁近傍流速の鉛直方向勾配が非常に小さくなっている。これは、前述したように壁面に沿って逆圧力勾配となる領域が縮流胴入口近傍に形成されているためである。その下流 $X/L = 0.207$ では壁面に近い程等値線は密になっており、逆圧力勾配の影響はなくなっている。また、局在した低速流塊はより上方へと発達している。この等値線図の流れ方向位置は図4に示した可視化写真と一致するが、両者を比べると低速流塊はマッシュルーム型の渦対構造に対応していることがわかる。 $X/L = 0.35$ になると、 $Y = 0$ mm近傍の渦構造はまだその痕跡を保っているものの、等値線は疎になり、平滑化しつつある。これらの等値線図から、渦構造に対応した低速領域は流れ方向につながっており、可視化写真に観察される渦構造は流れ方向に長い構造、すなわち縦渦であることがわかる。以上の結果から、凹面領域において定在型の縦渦列が発達するために境界層の鉛直方向分布は大きく歪み、また、流速のスパン方向分布は縦渦対に対応した周期で空間的に変動することがわかる。

縦渦対のスパン方向間隔 λ は可視化写真及び等値線図から $\lambda = 40 \sim 50$ mm程度と見積もることができる。そこで、図8にゲルトラー数とスパン方向波長の関係を理論解析結果²²⁾および他の実験結果^{23,24)}と比較した。図中実線で示した曲線は Floryan と Saric²²⁾ が線形安定理論を用

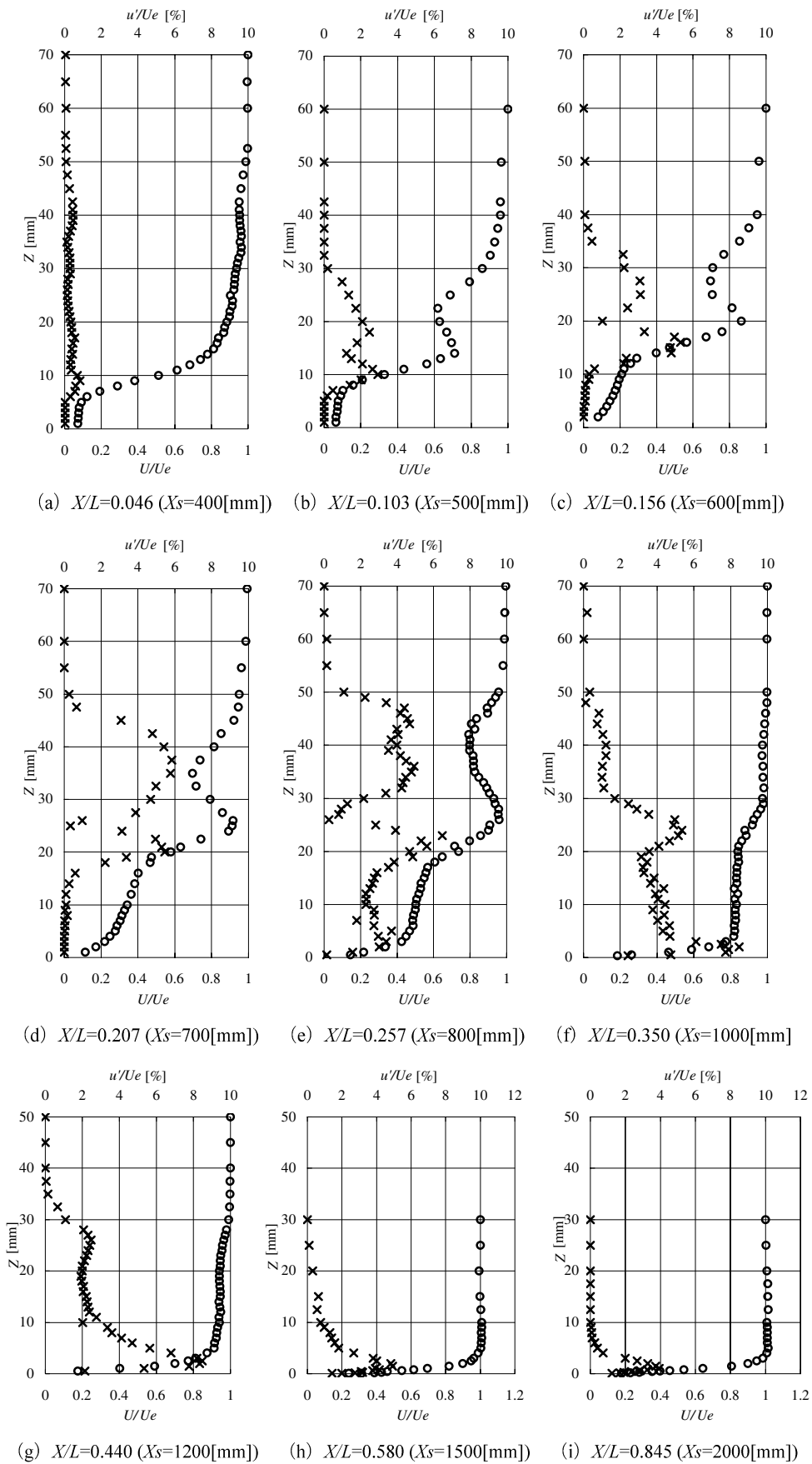


図5 床面中心線上における平均流速及び乱れ強さ分布の流れ方向変化
 ($Re_L = 1.25 \times 10^6$, $U_\infty = 10.5$ [m/s], $\circ : U/U_e$, $\times : u'/U_e$ [%])

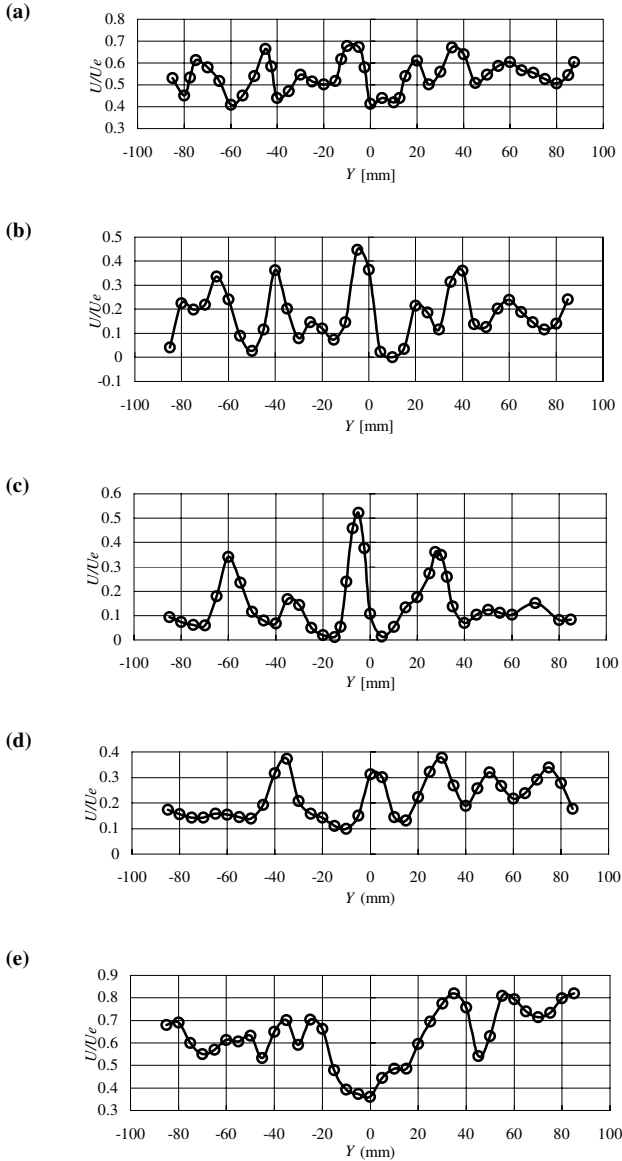


図6 様々な流れ方向位置における平均流速の-span方向分布 ($Re_L = 1.25 \times 10^6$, $U_\infty = 10.5$ [m/s]).
 (a) : $X/L = -0.008$ ($X_s = 300$ [mm]), $Z = 7.5$ [mm],
 (b) : $X/L = 0.046$ ($X_s = 400$ mm), $Z = 10.5$ [mm],
 (c) : $X/L = 0.103$ ($X_s = 500$ mm), $Z = 10.5$ [mm],
 (d) : $X/L = 0.156$ ($X_s = 600$ mm), $Z = 11$ [mm].
 (e) : $X/L = 0.207$ ($X_s = 700$ [mm]), $Z = 20$ [mm].

いて解析した最大増幅曲線であり、ブラジウス流れを基本流として計算したものである。図のゲルトラー数は $G_r = (U_e \delta_r / \nu)(\delta_r / R)^{1/2}$ 、span方向無次元波長は $\Lambda = (U_e \lambda_r / \nu)(\lambda / R)^{1/2}$ で定義される。ここで、 $\delta_r = (\nu x / U_e)^{1/2}$ はブラジウス流の参照長さ、 x は前縁からの流れ方向距離である。本実験の場合、壁面曲率半径 R は場所によって異なり、また境界層がブラジウス分布とみなせるのは縮流洞入口においてだけであるが、ゲルトラー数 G_r の算出は縮流洞入口における境界層厚さと最大曲率位置 $X/L = 0.12$ における曲率半径 R および境界層外縁流速 U_e を用いて行った。なお、前縁からの距離 x は不明なため、境界

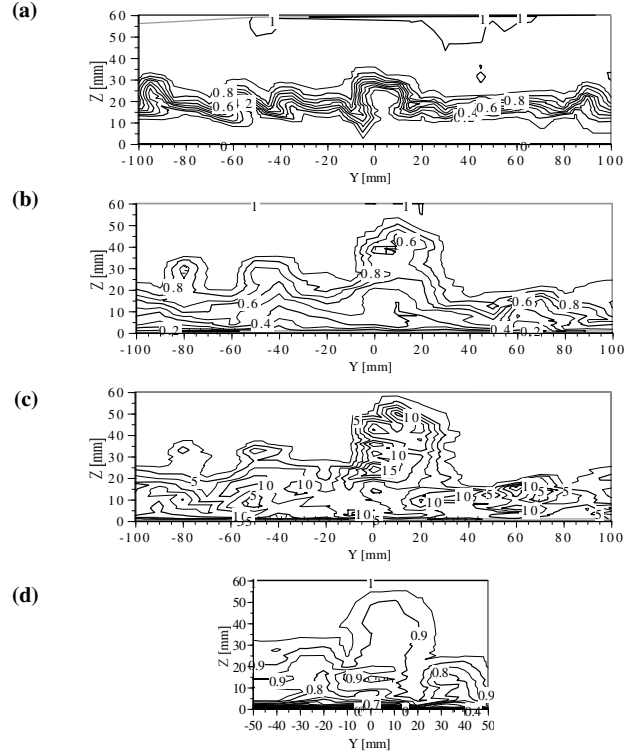


図7 Y - Z 平面における平均流速 U/U_e (a, b, d) と乱れ強さ u'/U_e [%] (c) の等値線図 ($Re_L = 1.25 \times 10^6$, $U_\infty = 10.5$ [m/s]). (a) : $X/L = 0.103$ ($X_s = 500$ [mm]), (b), (c) : $X/L = 0.207$ ($X_s = 700$ [mm]), (d) : $X/L = 0.350$ ($X_s = 1000$ [mm])

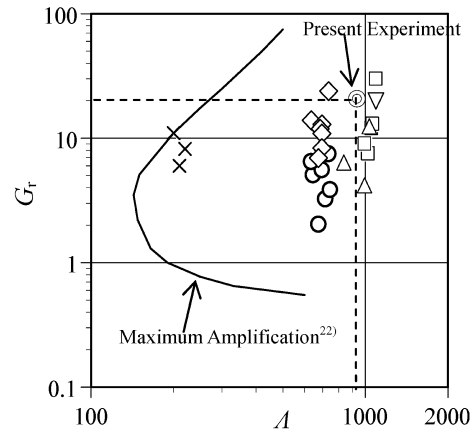


図8 ゲルトラー数 G_r と波長パラメーター Λ の関係 (実線は線形安定理論²²⁾ による最大増幅曲線、記号は実験結果 \times : Bippes²³⁾, $\circ, \square, \triangle, \nabla, \diamond$: Tani & Sakagami²⁴⁾)

層の原点から縮流洞入口までブラジウス流が形成されているものと仮定し、実測した境界層厚さから逆算した。図から、本実験結果が他のゲルトラー渦に対する実験結果の集合に属していることがわかる。ただし、図中の実験結果のほとんどは理論が予測する最大増幅曲線とは一致していない。この理由について Floryan と Saric²²⁾ は、

ゲルトラー渦の波長の選択は初期条件の影響を受けやすく、ゲルトラー数が小さい段階で選択された最大増幅の波長に固定されてしまう可能性を指摘している。本実験のように、壁面の曲率が下流方向にゼロから次第に増加していく流れ場では、ゲルトラー数の流れ方向変化も大きいから、初期段階で選択された波長が観測位置における最大増幅の波長と異なることは十分考えられる。

以上の結果から、凹面領域に発達する縦渦はゲルトラー不安定に起因するものであり、縮流胴入口近傍における逆圧力勾配の存在は、縦渦の形成に関しては本質的な影響を持たないと考えられる。次に、ゲルトラー渦の形成に伴う乱れの増加について考察する。図5b～dに示すように凹面領域における鉛直方向の乱れ強さの分布には二つのピークが現れる。図9に上側のピーク位置に対応する流速変動の瞬間波形とスペクトラムの流れ方向変化を示す。 $X/L = 0.103$ (a)では低周波の変動にのった周期的な流速変動が観察でき、スペクトラムの分布からその周波数は約5 Hzであることがわかる。下流へいくと変動の振幅は大きくなり、周期性も明確になる。さらに下流 $X/L = 0.207$ になると瞬間波形にはそれよりも高周波の変動が含まれることが観察できる。また、スペクトラムの分布から高調波成分の発生もみられ、非線形干渉が進行していることがわかる。その下流 $X/L = 0.257$ では瞬間波形にスパイクが現れ始め、スペクトラム分布中における高周波成分のエネルギーレベルがさらに増加し、乱雑化していることがわかる。 $X/L = 0.35$ になると、さらに乱雑化が進行し、瞬間波形の周期性も弱まる。この位置ではスペクトラム全体のエネルギーレベルは低下しているが、これは乱れの発生によって流速分布の歪が平滑化されつつある(図5d～g)ためである。図10は乱れ強さの上側のピーク位置における5 Hzのフーリエ成分の振幅値を流れ方向にプロットしたものである。振幅は最初下流へ向かって増加し、 $X/L = 0.207$ で最大値をとり、その後は下流に向かって減少する。このような周期的流速変動の発生と増幅は、ゲルトラー渦の発達によって流速分布が歪められ、図5b～dに示すように流速分布に変曲点を伴う高せん断層が形成されたことに起因する二次不安定が原因である。ゲルトラー渦の発達に伴う二次不安定の発生はSwearingenとBlackwelder²⁵⁾の実験でも観察されている。彼らによれば、鉛直方向の変曲点型流速分布に起因して、馬蹄形渦が縦渦に巻きつく対称モードが、またスパン方向の変曲点型流速分布に起因して、縦渦が横に振動する逆対称モードが発生する。彼らの実験では二つのモードは混在して現れたが、流れ方向の圧力勾配の違いによって対称モードと逆対称モードはそれぞれ別々に現れることが知られている²⁶⁾。本実験では縮流胴の入口近傍 $X/L < 0.12$ では逆圧力勾配、その下流は順圧力勾配とな

っており、ゲルトラー渦の発達過程で圧力勾配の符号が反転する複雑な条件である。また、スパン方向と鉛直方向の両方の流速分布に変曲点が存在する(図5, 6)。従って、どちらのモードが支配的になるのか、あるいは混在しているのか不明である。ただし、図7(c)のゲルトラー渦に伴う乱れの等値線分布からは、中央の大きなゲルトラー渦の頂上付近とその両脇に乱れの集中領域が観察でき、対称モード、逆対称モード両方の特徴が現れているようにも見える。

以上、レイノルズ数が低い場合の実験から、縮流胴凹面領域ではゲルトラー不安定によって変曲点型流速分布が形成され、高せん断層の二次不安定と非線形干渉によって乱れが増加して乱流境界層が形成されること、その下流の凸面領域ではゲルトラー不安定の影響がなくなるために主流の加速によって境界層の再層流化が生じ、その後は測定部に至るまでほぼ層流状態が維持されることがわかった。超音速風洞の縮流胴を設計する際には、境界層厚さを見積もって壁面形状を補正する必要があるが、ゲルトラー渦は本実験のようにレイノルズ数が低くても発生し、かつ境界層を極めて厚くするため、注意が必要である。

3.3 高レイノルズ数 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$) の結果

高いレイノルズ数 $Re_L = 4.5 \times 10^6$ における流れ場の構造を理解するために、前項と同様、凹面壁上におけるY-Z断面の格子計測を行った。図11(a), (b)はそれぞれ、 $X/L = 0.207$ におけるY-Z断面の平均流速 U/U_c と乱れ強さ u'/U_c (%)の等値線図である。図11(b)は境界層が乱流状態にあることを示すが、その乱れの分布は図7(c)に示される低レイノルズ数の場合と比べて、 $Z < 20$ mmではスパン方向にかなり一様であり、流れ場が強い乱流拡散にさらされているために局在した渦構造の存在は明確でない。しかし、スパン方向の大規模なうねりが図11(a), (b)両等値線図の特に外縁部近傍において観察される。凹面壁上の境界層が完全に乱流であってもゲルトラー渦と同様な縦渦列が発達することはTani²⁷⁾とその他多くの研究者らによって示されている。ゲルトラー数が非常に大きいことを考慮すると、本風洞縮流胴の凹面壁上の乱流境界層中にも定在型の大規模な渦構造が存在しているものと思われる。また、平均流速分布図では図12(a)に示されているように、境界層の高い位置でさえ、乱れのレベルが非常に大きい。通常の平板境界層ではこれほど壁から離れた位置における乱れが大きくなることは考えにくいから、境界層厚さに匹敵する大規模な渦構造が境界層内部の乱れを輸送しているものと考えられる。その下流(図12(b), (c))では、主流の加速によって境界層が薄くなり、低いレイノルズ数の場合と同様、 $X/L = 0.58$ (c)では一旦

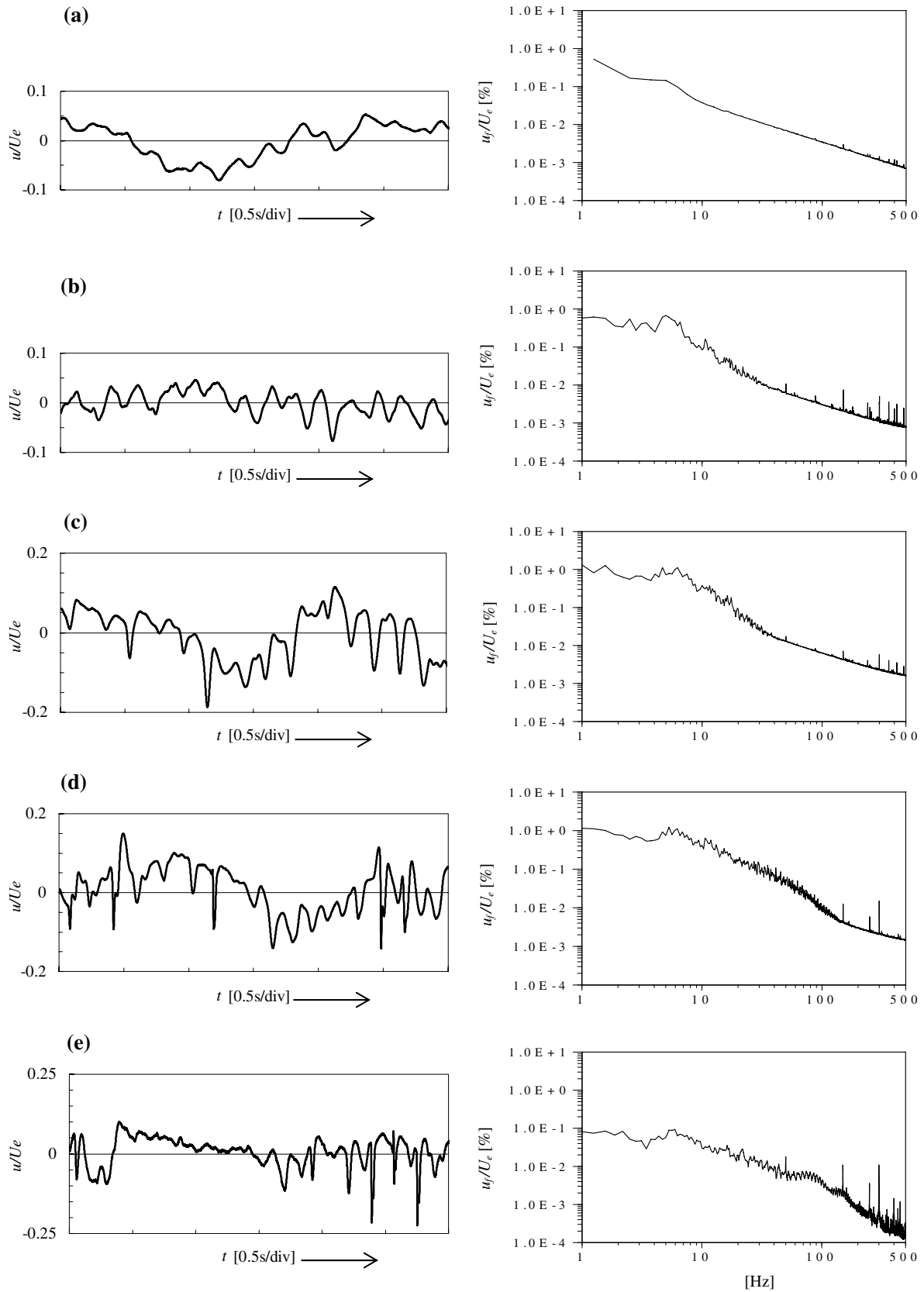


図9 乱れ強さのピーク位置における瞬間波形とスペクトラムの流れ方向変化 ($Re_L = 1.25 \times 10^6$, $U_\infty = 10.5$ [m/s], スペクトラム分布図の u_f は流速変動のフーリエ成分の実効値). (a) : $X/L = 0.103$, $Z = 18$ [mm], (b) : $X/L = 0.156$, $Z = 25$ [mm], (c) : $X/L = 0.207$, $Z = 35$ [mm], (d) : $X/L = 0.257$, $Z = 45$ [mm], (e) : $X/L = 0.350$, $Z = 40$ [mm].

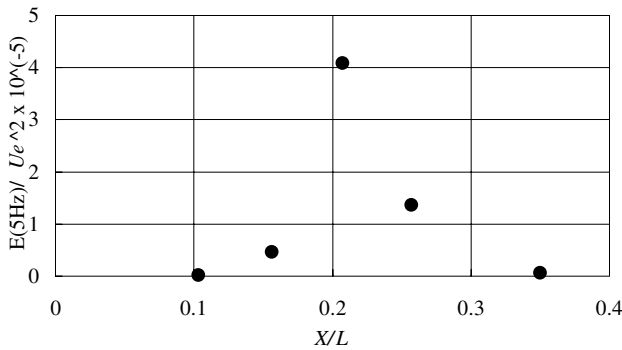


図10 乱れのピーク高さにおける変動エネルギー $E(5\text{ Hz})$ の流れ方向変化

層流化する. $X/L = 0.44$ (b) ではすでに層流化が開始しているが, これは $0.20 < X/L < 0.48$ の領域において $K > 3.0 \times 10^{-6}$ となっていることによるとと思われる. $X/L = 0.58$ では $K = 1.89 \times 10^{-6}$ であり, 比較的低い値であるが, すでに層流化しつつあるためその後も乱れは減少し, $X/L = 0.207$ では, 11% 近くあった壁面近傍の乱れも $X/L = 0.681$ では 3% にまで減少している. 凸面壁上の $0.44 \leq X/L \leq 0.735$ の範囲では順圧力勾配によって境界層は下流に向かって薄くなっていく. しかし, 出口付近 ($X/L > 0.8$) では境界層は再び厚くなっていき, 乱れの大きさも急激に増加し, 乱れの分布に2つのピークを持つようになる.

図13に流速分布から算出した運動量厚さ, 排除厚さ, 形状係数の流れ方向変化を示す. 運動量厚さは $0.207 \leq X/L \leq 0.791$ の範囲で下流に減少するが, その後は増加している. 三栖¹¹⁾は乱流境界層が再層流化する過程では, 形状係数が極小値をとってから増加していくことから, 極小値の点を再層流化開始点と定義した. 図13は最上流の $X/L = 0.207$ だけが再層流化前のほぼ乱流の状態であるため形状係数の極小値を捉えてはいないが, $X/L = 0.207$ と $X/L = 0.44$ の間かまたはその上流に再層流化の開始点があると思われる. また, 三栖¹¹⁾の実験は比較的レイノルズ数が低い条件で行われたため, 層流化によって増加し始めた形状係数の値はそのまま出口まで増加するだけであったが, 本結果は層流化の後に再遷移が生じるため形状係数の値は $X/L > 0.791$ において再び減少に転じることがわかる.

図14(a), (b)に縮流胴出口付近の壁面近傍の詳細な流速分布と乱れのピークの位置における瞬間波形を示す. 瞬間波形には境界層中に間欠的に発生する強いスパイクが見られる. スパイクの数とその振幅は下流に向かって増加しており, このことは縮流胴出口付近で再遷移が進行していることを示す. 高い周波数と大規模変動を伴う乱流の再生が一度発生してしまうと, 層流化した境界層は乱流状態へ陥ってしまう. また, 図14(a)の流速分布

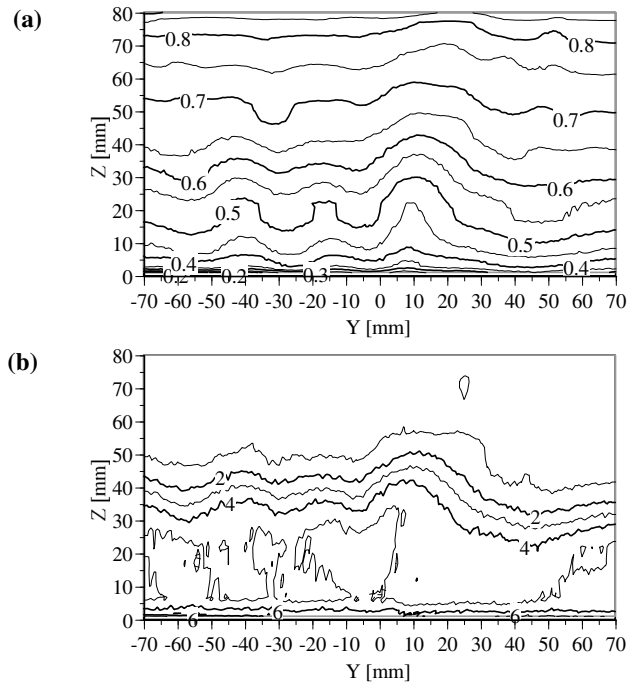


図11 $Y-Z$ 平面における等値線図 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$, $U_\infty = 40[\text{m/s}]$, $X/L = 0.207$ ($X_s = 700[\text{mm}]$)). (a): 平均流速 U/U_e , (b): 乱れ強さ u'/U_e [%].

中に変曲点が現れている. この流れ方向位置は図1(b)で示されている出口近くの逆圧力勾配領域と一致しているが, 後の項で述べられているように, 再遷移はそれよりも上流の順圧力勾配領域からすでに始まっている. 次の項では, 再遷移過程で発生する乱流の構造について述べる.

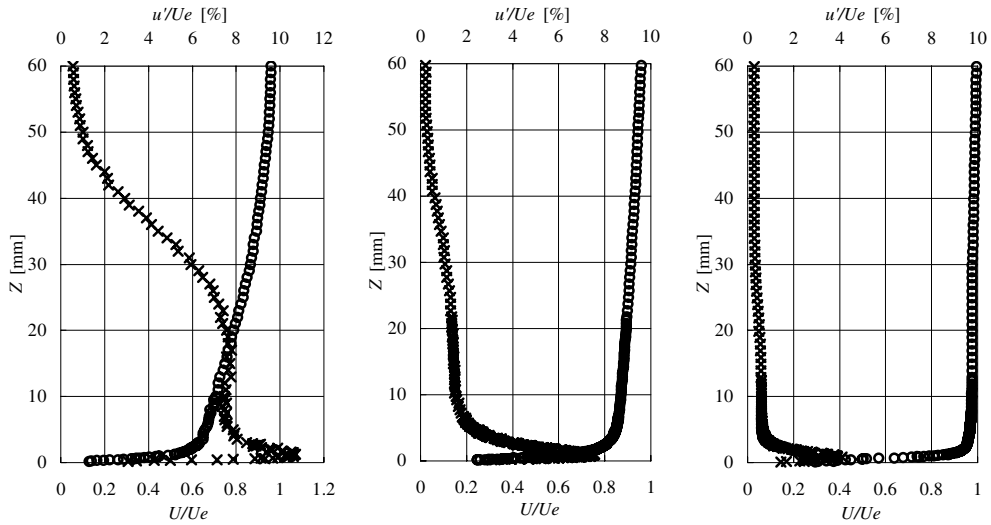
3.4 自然再遷移と乱流斑点の発生

この項では主に凸面壁上の再遷移過程に着目する. 図15は様々なレイノルズ数における, 凸面壁中心線上に沿った間欠率の分布を示している. 境界層が主流の加速により層流化されている上流領域では間欠率は $\gamma = 0$ である. 層流から乱流への再遷移はレイノルズ数が高くなるほどより上流から始まり, 本縮流胴では, 縮流胴レイノルズ数が $Re_L = 5.6 \times 10^6$ に達したとき縮流胴出口における間欠率の値が1となる.

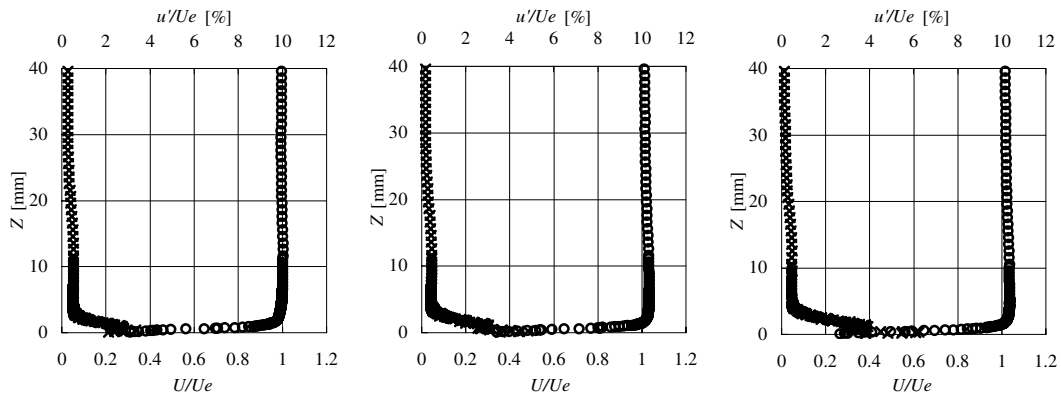
平板境界層の間欠率の分布曲線は, Emmons²⁸⁾の理論を基に構築された Dhawan と Narasimha²⁹⁾の式(1)によって次式で示され, これはレイノルズ数に依存せず, 普遍的に成立することが知られている.

$$\gamma = 1 - \exp(-0.412\xi^2) \quad (1)$$

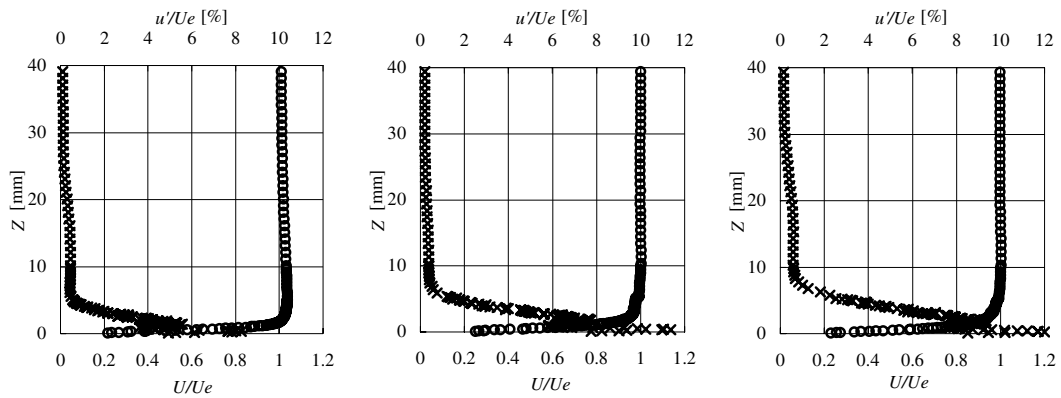
ここで, ξ は $\xi = (X - X_t)/\lambda$ として定義される無次元距離であり, $\lambda = X(\gamma=0.75) - X(\gamma=0.25)$ は X_t を遷移開始位置とした場合の遷移領域の長さを表す距離である. 図16は本実験結



(a) $X/L=0.207$ ($X_s=700$ [mm]) (b) $X/L=0.440$ ($X_s=1200$ [mm]) (c) $X/L=0.580$ ($X_s=1500$ [mm])



(d) $X/L=0.681$ ($X_s=1700$ [mm]) (e) $X/L=0.735$ ($X_s=1800$ [mm]) (f) $X/L=0.791$ ($X_s=1900$ [mm])



(g) $X/L=0.845$ ($X_s=2000$ [mm]) (h) $X/L=0.901$ ($X_s=2100$ [mm]) (h) $X/L=0.956$ ($X_s=2200$ [mm])

図 12 床面中心線上における平均流速及び乱れ強さ分布の流れ方向変化
 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$, $U_\infty = 40$ [m/s], $\circ : U/U_e$, $\times : u'/U_e$ [%])

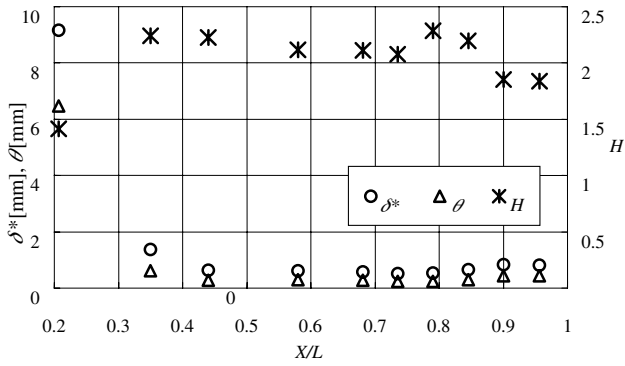
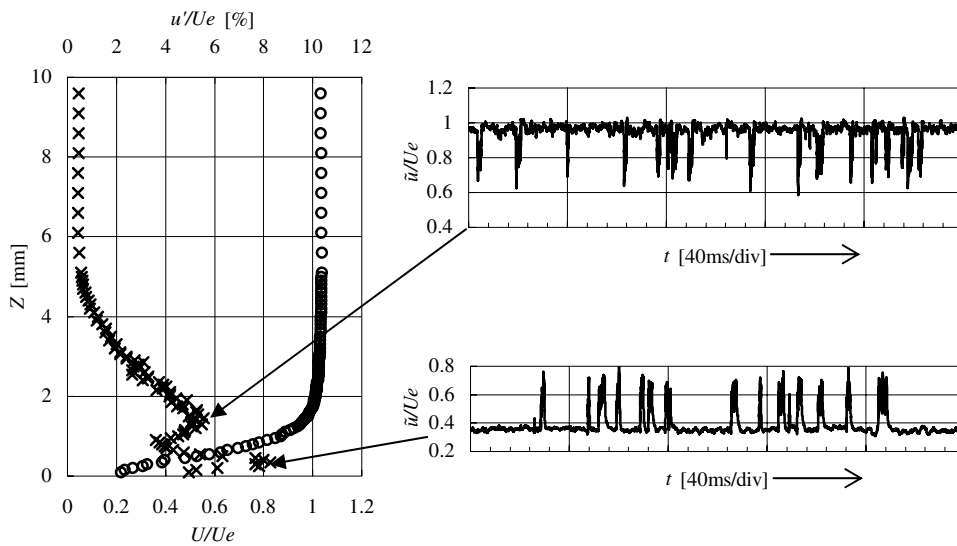


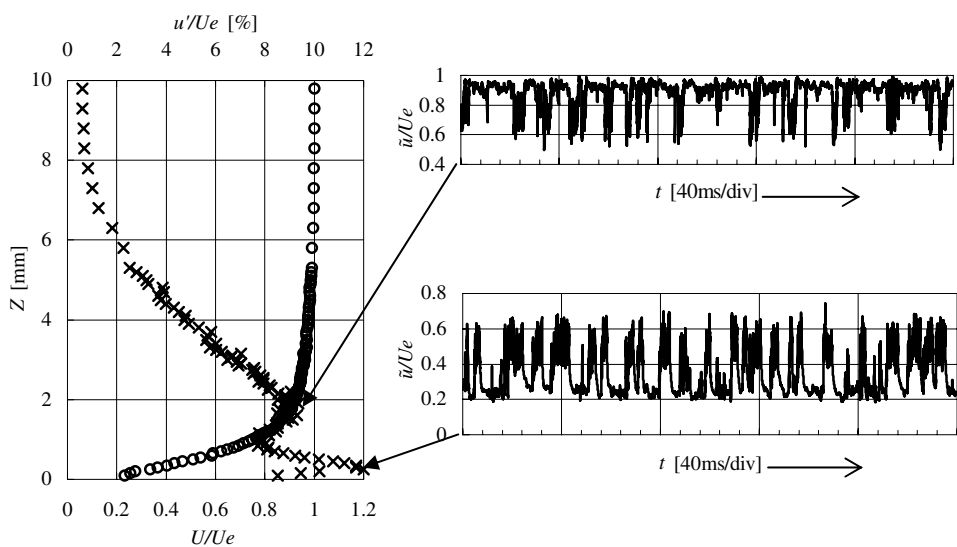
図13 運動量厚さ θ 、排除厚さ δ^* 、形状係数 H の流れ方向変化 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$)。

果と (1) 式の結果を比較したものだが、明らかに本実験結果はレイノルズ数に依存しないにも関わらず、(1) 式の曲線とは一致していない。これは縮流胴内の順圧力勾配と壁面曲率の影響によるものであると思われる。

図17は様々なレイノルズ数における再遷移開始位置と、その位置における局所主流流速 U_e を示したものである。再遷移の開始位置は $\gamma \approx 0.005$ の位置と定義した。図17はレイノルズ数 $Re_L \leq 3.33 \times 10^6$ のとき、縮流胴出口では境界層が層流状態であることを示している。また、再遷移位置における境界層外縁流速 U_e は、測定部主流流速 U_∞ の増加に伴い減少する。図18は局所主流流速 U_e と縮



(a) $X/L=0.8459$ ($X_s = 2000[\text{mm}]$)



(b) $X/L=0.9569$ ($X_s = 2200[\text{mm}]$)

図14 縮流胴出口近傍における平均流速及び乱れ強さの分布と乱れ強さピーク位置における瞬間波形 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$, $U_\infty = 40[\text{m/s}]$, $Y = 0$)。

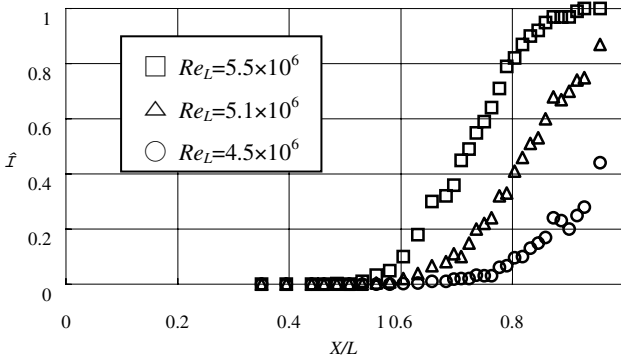


図 15 様々なレイノルズ数における壁面中心線上の間欠率の流れ方向変化

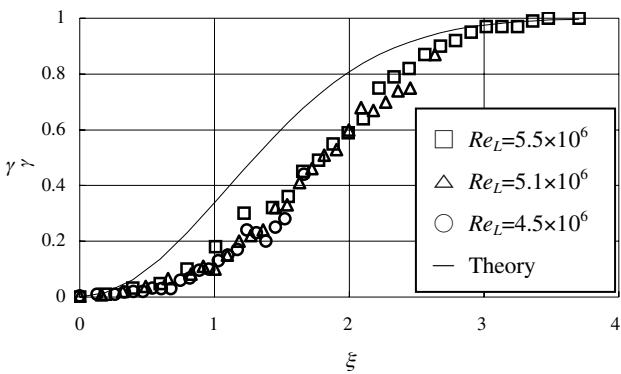


図 16 本実験結果と Dhawan & Narasimha の理論式 (1)²⁹⁾ との比較

流洞入口から再遷移開始位置までの流れ方向距離 X を基準とした局所レイノルズ数 Re を縮流洞レイノルズ数 Re_L に対してプロットしてある。縮流洞レイノルズ数が増加するに従い、 U_e と X は減少するため局所レイノルズ数は減少する。また、全てのレイノルズ数において、加速パラメーター K が臨界値 3.0×10^{-6} を越えない条件の下で再遷移が起きている。

図 19 は $Re_L = 4.5 \times 10^6$ における床面中心線上の再遷移過程を示す間欠率の分布と、形状係数 H の分布である。間欠率の分布から見積もると、再遷移開始位置は $X/L = 0.63$ である。この流れ方向位置は逆圧力勾配が開始する位置よりも上流側である点は注意しなければならない。形状係数 H は圧力勾配のない平板境界層において、層流状態では 2.6、乱流状態では 1.4 を示すから、境界層の状態を診断する上で 1 つの指標となるが、凸面壁上の境界層において H は層流状態でも 2.2 程度しかなく、間欠率が増加する下流においても 1.9 までしか低下しない。これは層流化の過程では順圧力勾配のため加速型の境界層分布となるから、形状係数はゼロ圧力勾配の場合より小さくなるのに対し、乱流化する出口の近くでは逆圧力勾配のために減速型の境界層分布となってゼロ圧力勾配の場合より大きくなるためと思われる。本縮流洞内における再遷移

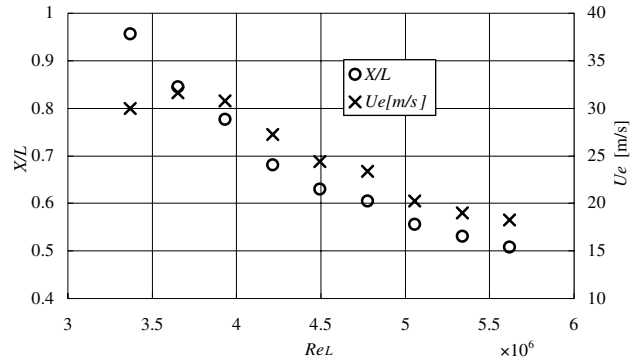


図 17 様々な縮流洞レイノルズ数に対する再遷移開始位置 X/L と対応する局所境界層外縁流速 U_e [m/s] の変化。

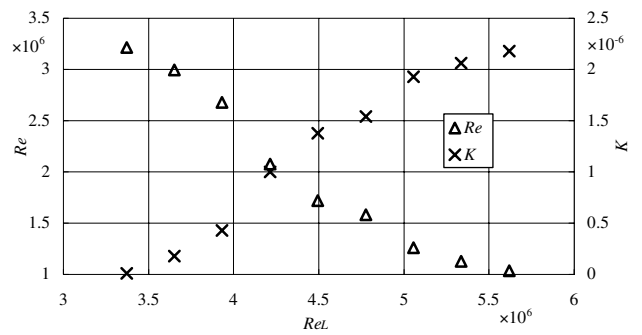


図 18 様々な縮流洞レイノルズ数における再遷移開始位置の局所レイノルズ数 Re と加速パラメーター K

開始位置の排除厚さ δ^* と局所主流流速 U_e を基にしたレイノルズ数は $Re_{\delta^*} = U_e \delta^* / \nu = 712$ である。この値と従来の圧力勾配のない平板境界層の遷移レイノルズ数の値³⁰⁾ とを比較したものが表 1 である。縮流洞内の $X/L = 0.63$ では加速流 ($K = 1.38 \times 10^{-6}$) であるにもかかわらず、平板境界層よりもかなり低いレイノルズ数で遷移が始まっていることがわかる。但し、遷移開始位置の境界層外縁における乱れの大きさは、比較に用いた平板境界層のものよりも大きいことから、これが加速による安定化作用を打ち消している可能性もある。さらに注意すべき点は、 $X/L = 0.681$ の乱れ強さの鉛直分布 (図 12 d) をみると、境界層の内部では層流と言っても最大 3% 程度も乱れが残留しており、これが再遷移の主要因の一つであると思われる。つまり、縮流洞の加速流中では粘性型の T-S 不安定とは異なるより強い不安定性が再遷移を生じさせているものと考えられる。

3.2 項で述べた、高いレイノルズ数のときに再層流化した境界層中に現れるスパイク状の信号 (図 14) の空間構造を観察するために、同時計測された 16 ch. ホットフィルムの出力信号とそこから描き出した等値線図を図 20 に示す。層流化した境界層中にいくつもの矢じり形状の乱流領域が、はっきりと確認できる。これらは Schubauer と

Klebanoff³¹⁾ の先駆的な研究に続いて、その後多くの研究者達によって平板上で観察されてきた乱流斑点と同一のものと考えられる。図 21 は乱流斑点が流れ方向に成長する様子を示している。但し、これらは同じ乱流斑点を流れ方向に追跡した結果ではない。逆圧力勾配領域よりも上流側で小さな乱流塊が発生し ($X/L = 0.58$)、やがて矢

じり形状の乱流塊へと成長する ($X/L = 0.79$)。この成長は、加速流中であるにもかかわらず生じ、出口付近では互いに融合している様子がわかる。乱流斑点は加速流中であっても成長するため、ほとんど加速を受けない縮流胴出口近傍より下流では、乱流境界層の発達を避けられないものとなる。この成長は、加速流中であるにもかかわらず生じ、出口付近では互いに融合している様子がわかる。乱流斑点は加速流中であっても成長するため、ほとんど加速を受けない縮流胴出口近傍より下流では、乱流境界層の発達を避けられないものとなることがわかる。

さらに高いレイノルズ数 $Re_L = 5.6 \times 10^6$ では、 $Re_L = 4.5 \times 10^6$ の結果とは非常に異なり、図 20 に示されているような乱流斑点の主要な特徴である矢じり形状を成さず、細かな乱流塊が形成されている (図 22)。下流に向かって乱流塊の数と大きさは増加し、やがてほぼ全面が乱流となる。この乱流塊は、形状が乱流斑点とはかなり違うという点を除けば、乱流斑点と同様な性質を持っているようである。高いレイノルズ数では再遷移の開始位置が上流にあるため、再遷移過程はより強い加速流の中で起こる。そのため乱流斑点に比べて水平面内における乱流域の拡張が抑圧され、矢じり形状を形成することができないものと思われる。このような抑圧を受けているにもかかわらず、図 15 における間欠率は完全な乱流状態へと増加している。Katz ら³²⁾ は平板境界層中の乱流斑点の成長に対する、加速された主流の影響について研究した。彼らによれば乱流斑点の大きさに関する全ての方向に対する成長率は、ゼロ圧力勾配下のブラジウス境界層中のものと比較して小さいものの、下流に向かって成長する。その際、乱流斑点の形状はゼロ圧力勾配下の斑点より頂角の角度が浅い矢じり形を成す。本結果と彼らの結果に相違があるのは、主流の加速の程度に依るものと考えられる。

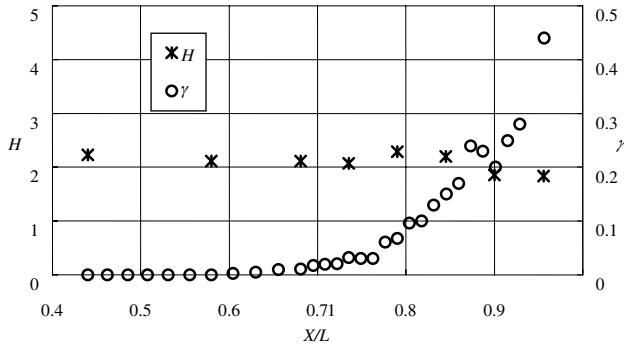


図 19 再遷移領域における間欠率と形状係数の分布 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$, $U_\infty = 40[m/s]$).

表 1 遷移レイノルズ数の比較 (本結果の Re_{δ^*} は $Re_L = 4.5 \times 10^6$, $X/L = 0.63$ における排除厚さと局所境界層外縁流速に基づく値を、また、主流乱れ T_u は境界層外縁の値を用いた)

	Re_x	Re_{δ^*}	T_u [%]
Flat plate ³⁰⁾	3.2×10^6	3078	0.055
Present work		712	0.07

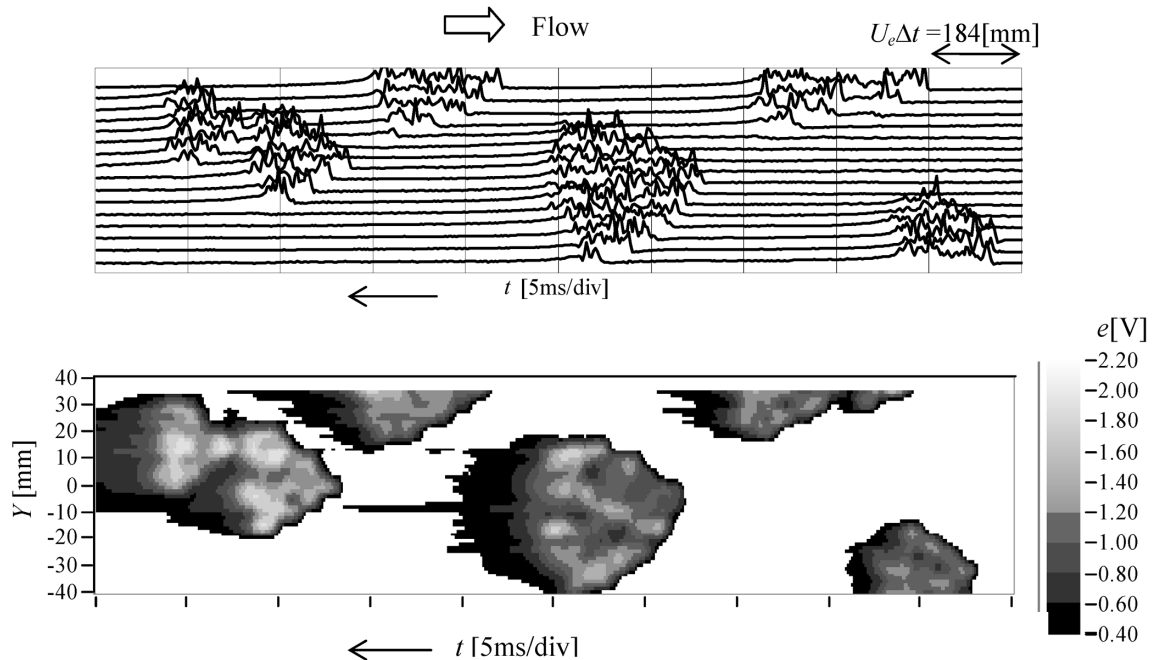


図 20 ホットフィルム出力波形と等値線図 ($Re_L = 4.5 \times 10^6$, $U_\infty = 40[m/s]$, $X/L = 0.790$ ($X_s = 1900[mm]$)).

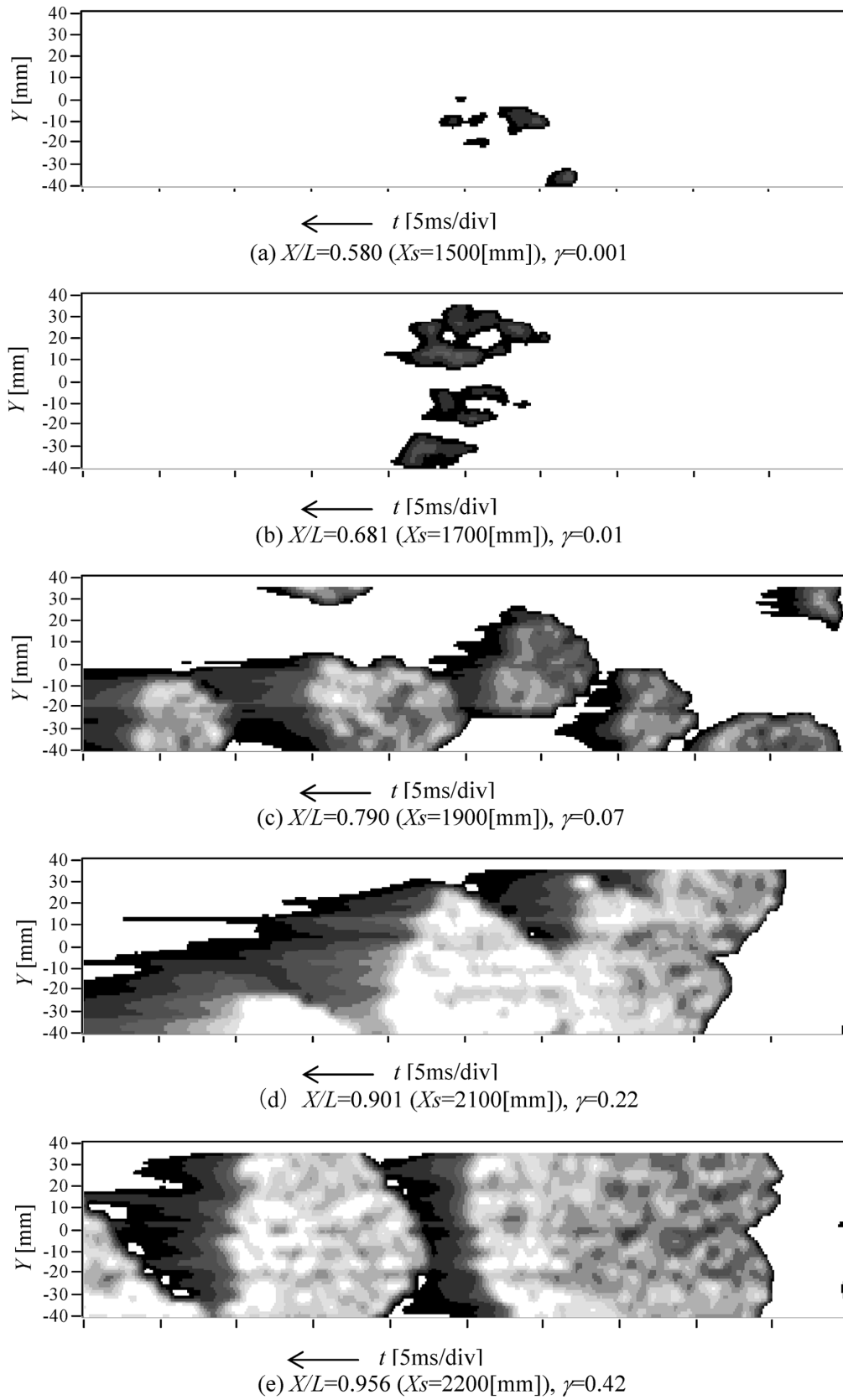


図 21 自然発生した乱流斑点の流れ方向変化 ($Re_L=4.5 \times 10^6$, $U_\infty=40$ [m/s])
 以下、色の濃淡によるレベルの違いは図 20 と同様

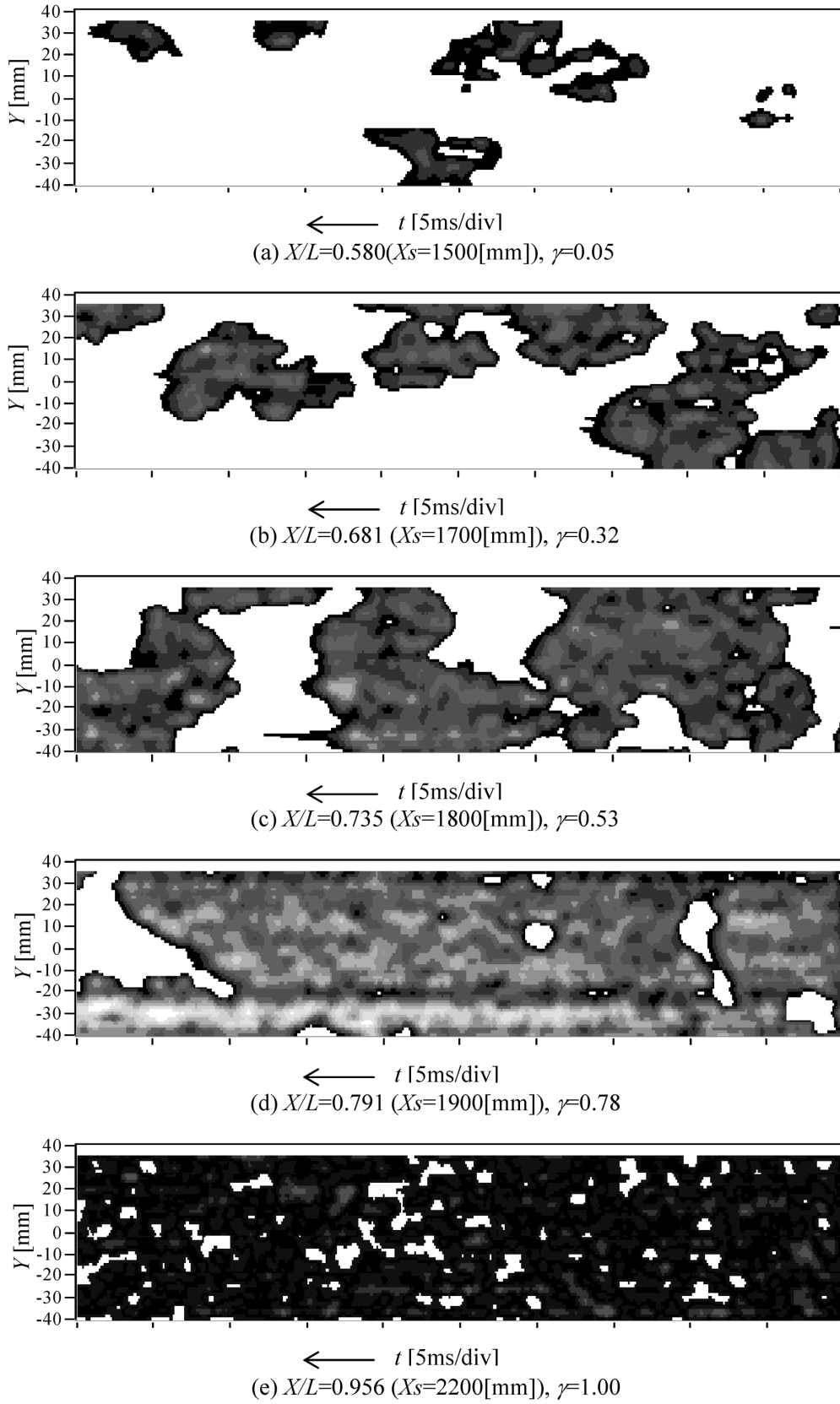


図22 高いレイノルズ数におけるホットフィルム出力信号の等値線図 ($Re_L=5.6 \times 10^6$, $U_\infty=50$ [m/s])

彼らの実験における主流の最大加速度 dU_e/dX は約 $1.8[s^{-1}]$ である。一方、本実験条件では再遷移が $Re_L = 5.6 \times 10^6$ の下で開始する位置では $40[s^{-1}]$ 以上である。しかし、一度、乱流塊が発生してしまうと、このように強い加速流の下であっても遷移は進行してしまう。従って、測定部まで境界層を層流状態に保つためには、乱流斑点や乱流塊の発生原因を解明し、発生と成長を抑制する必要がある。

3.5 人工励起法による乱流斑点の生成

前項で示したように、自然発生する乱流斑点は時間的、空間的にランダムに現れる。そのため、成長率、空間形状、位相速度等を定量的に評価するのが困難である。本項では自然状態で再遷移の起こらない程度までレイノルズ数を低くし、人工的に攪乱を与えて乱流斑点を誘起することによって、それらの特徴を調べた。擾乱は $X/L = 0.7$, $Y = 0$ に設けた穴からジェットを噴き出すことによって与えた。人工擾乱は励起位置から下流方向に追跡したが、 $X/L < 0.78$ では出力信号が弱すぎたため検知することができなかった。図 23 は $Re_L = 3.3 \times 10^6 (U_\infty = 30[m/s])$ の様々な流れ方向位置において得たホットフィルム信号 $e(V)$ の時系列データを等値線図で表したものである。発生直後の乱流斑点は、流れ方向に引き伸ばされたストリーク構造のように見える。 $X/L = 0.763$ から 0.873 にかけてストリークの数が増え、徐々に成長していることがわかる。そして、下流へ進むほど擾乱が成長し、従来の乱流斑点³¹⁾ に良く似た矢じり形状の乱流領域を形成する。 $X/L = 0.928$ では乱流斑点内部にいくつものストリーク構造が集まっているように見える。このような乱流斑点の成長機構と内部構造は、流れの可視化³³⁾ や多チャンネル熱線計測³⁴⁾ によって得られた瞬間的な斑点の結果と類似している。

人工的に発生させた乱流斑点から位相速度を見積もることができる。図 24 に各流れ方向位置における斑点前縁の到着時刻の変化を示す。図から、斑点前縁の位相速度は測定部主流流速 U_∞ の約 80% ~ 90% であった。この結果は、従来報告^{31, 35, 36)} されているゼロ圧力勾配下の層流境界層中における乱流斑点の位相速度 $0.8U_\infty \sim 0.9U_\infty$ と等しい。

スパン方向への成長も乱流斑点を特徴付ける重要なパラメーターの1つである。図 25 は人工乱流斑点の断続的な通過によって発生する乱流領域を実効値 $e'(V)$ で表し、等値線図として描いたものである。スパン方向への成長は $X/L < 0.85$ ではかなり抑えられているが、それより下流における乱流斑点の成長角は $Re_L = 2.75 \times 10^6$ および 3.3×10^6 において半角約 12° および 13° である。この成長角は、従来のゼロ圧力勾配下における成長角 11.3° ³¹⁾ よりも大きい。これは本縮流胴の出口付近で発生している逆圧力

勾配に依る影響であると考えられる。逆圧力勾配下では乱流斑点の成長角が増加することは、Seifert と Wygnanski³⁷⁾ によって報告されている。

縮流胴内における乱流斑点の振る舞いに関するこれらの特徴は、順または逆圧力勾配下の乱流斑点の挙動に関する従来の実験結果^{32, 37)} によって、定性的に説明することができる。従って、縮流胴内の再遷移過程において自然発生する乱流斑点の特徴は、人工乱流斑点の特徴から予測することができる。しかし、再遷移過程における乱流斑点の発生原因は未だに解明されていない。最近の研究³⁸⁾ で、強い主流乱れの影響を受ける境界層の遷移機構が明らかにされている。その報告によると、主流乱れが強い場合にはそれが境界層中に受容されて流れ方向に引き伸ばされたストリーク構造が層流境界層中に現れ、それらの崩壊が乱流斑点の発生を促す。乱流斑点の発生機構を考慮すると、凹面壁上に発達するゲルトラー渦に起因した残留乱れが、下流における凸面壁上の乱流斑点の発生に関連していると推測できる。つまり、図 23 で示したようにストリーク構造から乱流斑点の成長が始まるという結果を考慮すれば、縦渦と関係のある低周波数流速変動成分の残骸が層流化した境界層中にストリーク構造として生き残っていることが、斑点発生の原因となる可能性が考えられる。今後、ゲルトラー渦と縮流胴境界層内に発生する乱流斑点との関係を明らかにするためには、因果関係に着目した研究手法が必要である。

また、本実験の人口励起法では図 22 に示されているような、強く加速された領域内に現れる乱流塊を模擬することはできなかった。これは励起する位置が、そのような乱流塊を観察するには下流に位置しすぎていたためである。矢じり形状を形成しない乱流塊は、かなり強く加速された層流境界層中であっても成長するため、その発生原因と成長機構を明らかにすることも重要である。

4 結 論

主流が順圧力勾配であるにもかかわらず、縮流胴内の境界層が不安定になる理由を明らかにするため、縮流胴境界層の遷移過程を可視化や熱線及び、マルチホットフィルムを用いた計測により調べた。その結果、以下の結論を得た。

- 1) 縮流胴入り口境界層が層流の場合、凹面壁上で顕著な剥離が生じなければ境界層はゲルトラー不安定、およびその二次不安定によって乱流へ遷移する。
- 2) 縮流胴入り口境界層がすでに乱流の場合、凹面壁上の乱流境界層中にもゲルトラー渦と同程度のスケールを有する平均流速分布の非一様性が生じる。
- 3) 1), 2) いずれの場合も、その下流の凸面壁上では境界

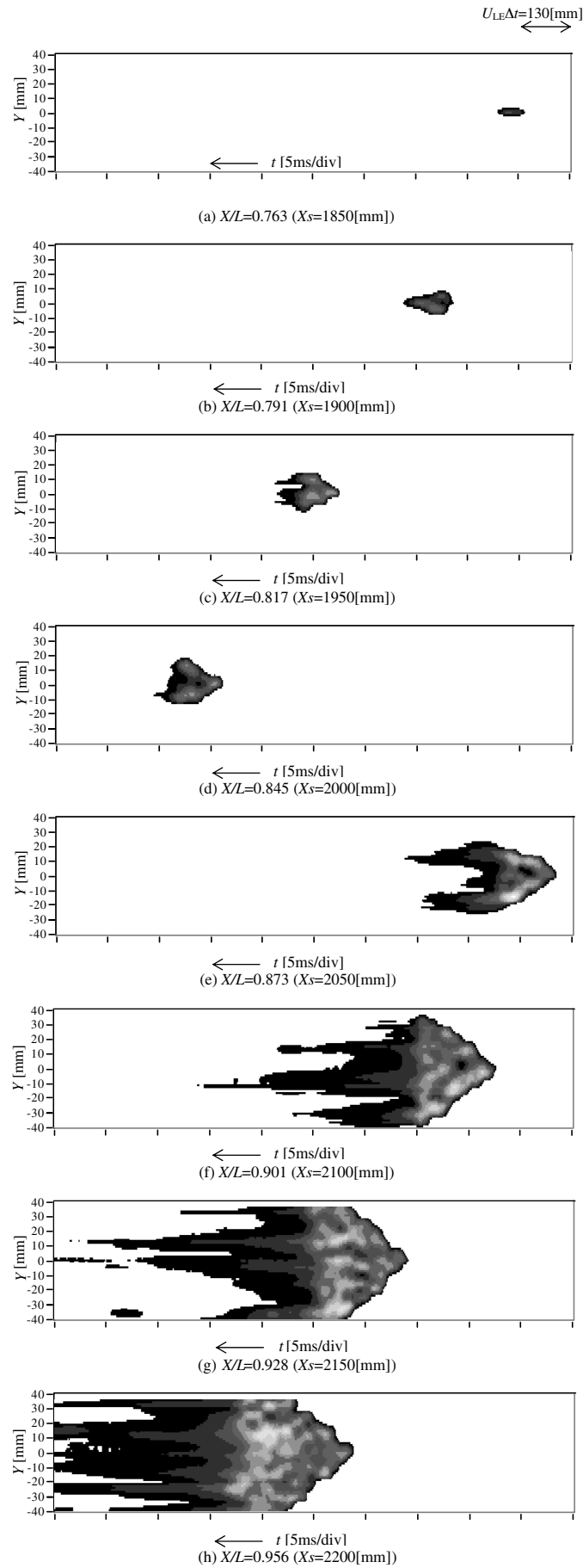


図 23 人工励起された乱流斑点の流れ方向変化 ($Re_L = 3.3 \times 10^6$, $U_\infty = 30[\text{m/s}]$).

層が層流化する。

- 4) 本縮流胴に沿って層流化した境界層の挙動は、3つの主な場合に分類される。(a) 層流化した境界層が縮流胴出口まで持続する。(b) 乱流斑点が順圧力勾配の弱くなる出口付近で発生する。(c) 複雑な形状の乱流塊が発生し、出口下流に乱流境界層を導く。
- 5) 出口近傍の逆圧力勾配は乱流斑点の成長を促進するが、斑点を発生させる本質的要因ではない。

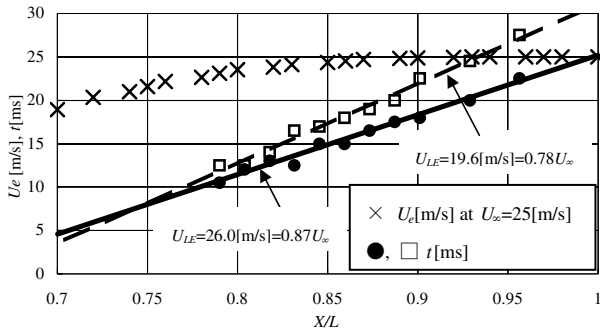


図 24 人工乱流斑点の前縁の軌跡と前縁の位相速度 (● : $U_\infty=30$ [m/s], □ : $U_\infty=25$ [m/s],)

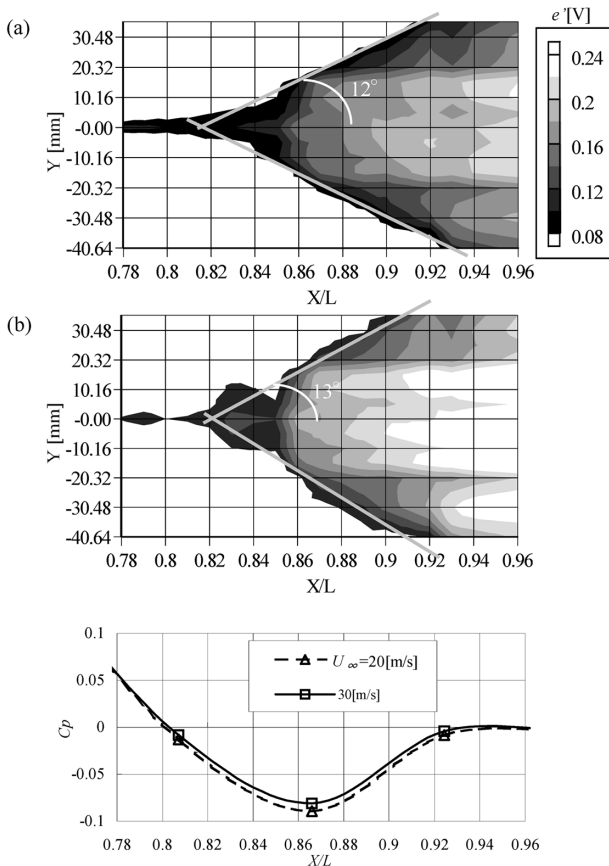


図 25 乱流斑点の成長角と縮流胴出口近傍における C_p 分布。
(a) : $Re_L = 2.75 \times 10^6$ ($U_\infty = 25$ [m/s]),
(b) : $Re_L = 3.3 \times 10^6$ ($U_\infty = 30$ [m/s]).

- 6) 縮流胴レイノルズ数が増加すると、加速パラメーターがより高い値にあっても再遷移が生じるように、再遷移開始位置が上流側に移動する。

参考文献

- 1) Wilkinson, S. P., Anders, S. G., Chen, F. J. and Beckwith, I. E.; Supersonic and Hypersonic Quiet Tunnel Technology at NASA Langley, AIAA Paper 92-3908 (1992).
- 2) Sawada, H., Suzuki, K., Hanzawa, A., Kohno, T. and Kuniyasu, T.; The NAL 0.2 m Supersonic Wind Tunnel, NAL TR-1302 T (1996).
- 3) Paté, S. R.; Effects of Wind Tunnel Disturbances on Boundary-Layer Transition with Emphasis on Radiated Noise, AIAA Pap., 80-0431 (1980).
- 4) 高木正平, 西沢 啓, 徳川直子; 風洞縮流胴境界層の乱流遷移, 第 31 回流体力学講演会講演論文集 (1999) pp. 101-104.
- 5) 高木正平, 徳川直子; PIV による超音速境界層内の 2 次元速度計測, ながれ, Vol. 16 (1997) pp. 453-454.
- 6) Schuh, H.; The R. E. A. 4-ft x 3-ft Experimental Low-Turbulence Wind Tunnel Part IV. Further Turbulence Measurements, A. R. C. R. & M., 3261 (1953).
- 7) Ito, H., Kobayashi, R. and Kohama, Y.; The Low-Turbulence Wind Tunnel at Tohoku University, Aeron. J. April (1992) pp. 141-151.
- 8) Takagi, S., Tokugawa, N., Shiomi, J. and Kohama, Y.; Laminar-Turbulent Transition along the Contraction Nozzle in Subsonic Flow, AIAA Paper, 99-0279 (1999).
- 9) 伊藤 光; 二次元縮流胴の研究, 日本航空宇宙学会誌, 22-245 (1974) pp. 312-323.
- 10) Takagi, S., Nishizawa, A. and Tokugawa, N.; Observation of Görtler Vortices in Wind-Tunnel Contraction Boundary Layer, Proceedings of 3rd International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (2000) pp. 275-282.
- 11) 三栖 功; 乱流境界層の逆遷移に関する実験的研究, 青山学院大学学位論文 (1988).
- 12) Okamoto, T. and Misu, I.; Reverse Transition of Turbulent Boundary Layer Flow on Curved Wall of Two-Dimensional Symmetrical Contraction, Transactions of the Japan Society for Aeronautics and Space Sciences, Vol. 22 (1979) pp. 128-138.
- 13) Nishizawa, A., Takagi, S., Tokugawa, N. and Sobagaki, T.; Rebirth of Turbulence in Laminarized Boundary Layers Along the Wind-Tunnel Contraction, AIAA Paper 2001-0278 (2001) Also to appear in AIAA J.
- 14) 小林陵二; 風洞用収縮ノズルの設計について, 東北

- 大学 速研報告, Vol. 46 (1981) pp. 17-37.
- 15) Badri Narayanan, M. A. and Ramjee, V.; On the Criteria for Reverse Transition in a Two-Dimensional Boundary Layer Flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 35 (1969) pp. 225-241.
 - 16) Back, L. H., Cuffel, R. F. and Massier, P. F.; Laminarization of a Turbulent Boundary Layer in Nozzle Flow, *AIAA Journal*, Vol. 7 (1969) pp. 730-732.
 - 17) Arnal, D. and Juillen, J. C.; Etude de l'intermittence dans une Region de Transition, ONERA Toulouse Document 4/5013 DN (1976).
 - 18) Herbert, T.; On the Stability of the Boundary Layer along a Concave Wall, *Arch. Mech.*, Vol. 28 (1976) pp. 1039-1055.
 - 19) Klebanoff, P. S.; Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient, NACA Report 1247 (1955).
 - 20) Saric, W. S.; Görtler Vortices, *Annu. Rev. Fluid Mech.* Vol. 26 (1994) pp. 379-409.
 - 21) Kohama, Y., Saric, W. S. and Hoos, J. A.; A High-Frequency Secondary Instability of Crossflow Vortices that Leads to Transition, *Proceedings of the Royal Aeronautics Society Conference on Boundary-Layer Transition and Control*, Cambridge, (1990).
 - 22) Floryan, J. M. and Saric, W. S.; Wavelength Selection and Growth of Görtler Vortices, *AIAA Journal*, Vol. 22 (1984) pp. 1529-1538.
 - 23) Bippes, H.; Experimentelle Untersuchung des Laminar-Turbulenten Umschlags an Einer Parallel Angestrmten Konkaven Wand, *Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse 3* (1972) pp. 103-180.
 - 24) Tani, I. and Sakagami, J.; Boundary-Layer Instability at Subsonic Speeds, *Proc. Intl. Council Aerosp. Sci., 3rd Cong.* (1962) pp. 391-403.
 - 25) Swearingen, J. D. and Blackwelder, R. F.; The Growth and Breakdown of Streamwise Vortices in the Presence of a Wall, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 182 (1987) pp. 255-290.
 - 26) Bahri, F., Kohama, Y., Iino, J. and Aota, N.; Effect of the Pressure Gradients on the Secondary Instability of Görtler Flow, *Proceedings of IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, edited by H. F. Fasel and W. S. Saric, Springer-Verlag (2000) pp. 535-539.
 - 27) Tani, I.; Production of Longitudinal Vortices in the Boundary Layer along a Concave Wall, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 67, No. 8 (1962) pp. 3075-3080.
 - 28) Dhawan, S. and Narasimha, R.; Some Properties of Boundary Layer Flow during the Transition from Laminar to Turbulent Motion, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 3 (1958) pp. 418-436.
 - 29) Emmons, H. W.; The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer-part I, *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol. 18 (1951) pp. 490-498.
 - 30) Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K.; Laminar-Boundary-Layer Oscillations and Transition on a Flat Plate, *J. of the Aeronautical Sciences*, 14 (1947) pp. 69-78.
 - 31) Schubauer, G. B. and Klebanoff, P. S.; Contributions on the Mechanics of Boundary-Layer Transition, NACA TN 3489 (1955).
 - 32) Katz, Y., Seifert, A. and Wygnanski, I.; On the Evolution of the Turbulent Spot in a Laminar Boundary Layer with a Favorable Pressure Gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vo. 221 (1990) pp. 1-22.
 - 33) Matsui, T.; Visualization of Turbulent Spots in the Boundary Layer along a Flat Plate in a Water Flow, *Proceedings of IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*, edited by R. Eppler and H. Fasel, Springer-Verlag (1980) pp. 288-296.
 - 34) Makita, H. and Nishizawa, A.; Characteristics of Internal Vortical Structures in a Merged Turbulent Spot, *Journal of Turbulence*, Vol. 2 (2001) 012.
 - 35) Sankaran, R., Sokolov, M. and Antonia, R. A.; Substructures in a Turbulent Spot, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.197 (1988) pp. 389-414.
 - 36) Wygnanski, I., Sokolov, M. and Friedman, D.; On a Turbulent 'Spot' in a Laminar Boundary Layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 78 (1976) pp. 785-819.
 - 37) Seifert, A. and Wygnanski, I. J.; On Turbulent Spots in a Laminar Boundary Layer Subjected to a Self-Similar Adverse Pressure Gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 296 (1995) pp. 185-209.
 - 38) Matsubara, M. and Alfredsson, P. H.; Disturbance Growth in Boundary Layers Subjected to Free Stream Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 430 (2001) pp. 149-168.

独立行政法人 航空宇宙技術研究所報告1462号

平成 15 年 6 月 発行

発行所 独立行政法人 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)40-3935 〒182-8522
印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12

© 2003 独立行政法人 航空宇宙技術研究所

※本書（誌）の一部または全部を著作権法の定める範囲を超え、無断で複製、複製、転載、テープ化およびファイル化することを禁じます。
※本書（誌）からの複製、転載等を希望される場合は、情報技術課資料係にご連絡下さい。
※本書（誌）中、本文については再生紙を使用しております。



Printed in Japan