

No.20

風洞縮流胴境界層の挙動に関する研究

長濱 聡（東北大院），小濱 泰昭，菊地 聡（東北大流体研）

Behavior of the Boundary Layer along a Wind-Tunnel Contraction Nozzle

S. Nagahama^{*}, Y. Kohama^{**}, and S. Kikuchi^{*,**}^{*} Aeronautics and Space Eng., Tohoku University,
^{**} IFS., Tohoku University.

ABSTRACT

The boundary layer along a wind-tunnel contraction nozzle is investigated in detail using hotwire anemometry and flow visualization method. It is found that Görtler vortex system exists and develops in the concave wall region of the contraction nozzle. In spite of the flow acceleration by the contraction the disturbance enhanced by the Görtler vortex system travels down even to the test section. We found that this disturbed region at the test section is more than 35 % of the cross-sectional area. This result shows the effects of the Görtler vortex system should be taken into consideration in designing a wind-tunnel contraction nozzle. When acceleration parameter is large enough to laminarize the boundary layer, the boundary layer at the outlet of the contraction nozzle becomes to be laminar. Acceleration parameter is also important to design contraction nozzle.

Key words: Nozzle, Boundary Layer, Gortler Vortices, Wind Tunnel, Acceleration Parameter

1. はじめに

超音速風洞の主流乱れを減少させるためには、測定部壁面上に発達した乱流境界層からマッハ波が放射されることを防ぐ必要がある。そのためには、縮流胴出口の境界層を層流に保つことが必要である。しかし、一般的に縮流胴の設計開発は、境界層厚さの増加を伴う入口と出口付近の逆圧力勾配を最小とすることに重点がおかれ⁽¹⁾⁽²⁾、縮流胴内の境界層の挙動は、ほとんど考慮されていなかった。

縮流胴内の境界層の挙動の研究としては、伊藤⁽³⁾が、2次元縮流胴全体についての可視化実験から凹面部においてはく離れた流れからキノコ型の縦渦列が発生する事を明らかにしている。また、西沢ら⁽⁴⁾は超音速風洞の3次元縮流胴の凹面部において境界層内にゲルトラ渦が存在すること、測定部の主流速度が増加するとその凸面部の境界層内に不規則な速度変動が発生し、その変動が乱流スポットであること、さらに主流速度が増加すると凸面部の境界層が一面乱流になることを示している。しかし、彼らの実験ではこのゲルトラ渦が測定部の流れ場に及ぼす影響について触れられていない。

そこで本研究の目的は、風洞縮流胴の境界層を測定し、測定部入口付近の流れ場へのゲルトラ渦の影

響を調べ、さらに測定部の境界層を層流に保つ方法を調べることである。

2. 実験装置及び方法

実験は超音速風洞である東北大学流体科学研究所（以下、流体研）の低乱熱伝達風洞（以下、低乱風洞）の縮流胴において測定を行った。この風洞は、単路回流型であり実験は測定部を密閉型の状態で行った。

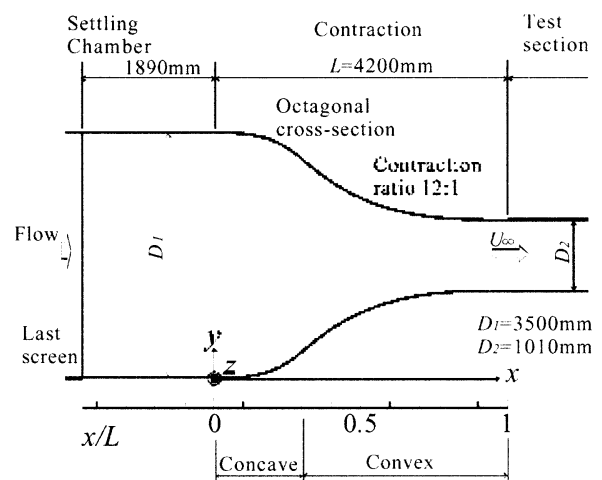


図1 実験装置

図1にこの風洞の縮流胴付近の輪郭線と座標軸を示す。座標軸は、軸中心流れ方向を x 、壁面に垂直な方向を y 、 x と y に垂直な方向を z 、原点を縮流胴入口の下壁面中央とした。縮流胴の壁面形状には壁面圧力分布が比較的良好な Rouse & Hassan⁽¹⁾ による 3 次元軸対称縮流胴の形状が用いられている。壁面形状は縮流胴入口 $x/L=0.0$ の位置から $x/L=0.3$ までが縮流胴の内側からみて凹面であり、 $x/L=0.3$ から縮流胴出口 $x/L=1.0$ (測定部入口) の位置までが凸面となっている。また、縮流胴は軸長さ $L=4200\text{mm}$ であり、絞り面積比は $c=12.01$ である。

測定部入口 ($x/L=1.0$) における主流速度 U_∞ の違いによる縮流胴境界層の挙動の変化を調べるため、本実験は、 $U_\infty=6.2\text{m/s}$, 10.0m/s , 30.0m/s , 50.0m/s の 4 種類の流速において行った。

流れの可視化実験は $x/L=0.02$ の位置にスパン方向に張ったスモークワイヤにより生成した煙層を境界層内に注入し、上方よりレーザーシートを照射し、下流からデジタルビデオカメラ (SONY DCR-TRV30) により境界層 y - z 平面を撮影した。レーザーにはアルゴンレーザーを使用し、スモークワイヤには直径 0.1mm のステンレス線を使用した。

局所流速 u の測定は、定温度型熱線流速計を用いて行った。プローブにはセンサー部に直径 $2.5\mu\text{m}$ の白金線を用いた I 型プローブを使用した。出力信号はコンピュータに内蔵された 12bit のアナログ-デジタル (AD) コンバータに入力され、サンプリング周波数 20kHz で記憶装置に取り込まれた。

3. 実験結果及び考察

縮流胴凹面部の境界層の挙動について調べる。測定部入口における主流速度 U_∞ を 6.2m/s , 10.0m/s , 30.0m/s , 50.0m/s と変化させた場合の $x/L=0.14$ における境界層の y - z 平面可視化結果を図 2 に示す。本実験で使用したすべての流速において $x/L=0.02$ で層状に生成された煙が $x/L=0.14$ ではスパン方向に波打っており、同じ高さで発生した煙が壁面から離れる方向と近づく方向に交互に移動していることが分かる。このスパン方向に波打った構造は動画の観察により、 $U_\infty=6.2\text{m/s}$ の場合、定在したが、 $U_\infty=10.0\text{m/s}$, 30.0m/s , 50.0m/s の場合は、時間的に定在せず、スパン方向に不規則な位置に発生、消滅を繰

り返した。これは U_∞ が増加すると縮流胴に流入する境界層内の乱れ強さが増加するためであると考えられる。

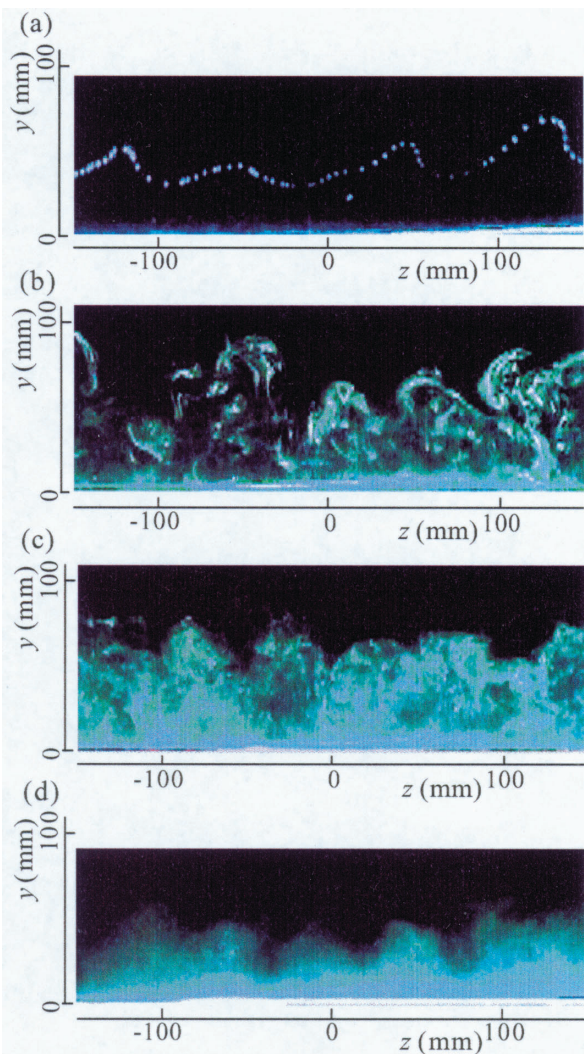


図2 $x/L=0.14$ での可視化結果 : (a) $U_\infty=6.2\text{m/s}$ (b) $U_\infty=10.0\text{m/s}$ (c) $U_\infty=30.0\text{m/s}$ (d) $U_\infty=50.0\text{m/s}$

$x/L=0.14$ での可視化結果である図2における波打った構造の頂点と頂点の間隔の平均値をスパン方向波長 λ mm とする。また、熱線流速計による流速分布を数値積分することにより運動量厚さ θ mm を求め、凹面境界層の重要な無次元パラメータの一つであるゲルトラ数 $G=(U_e \theta / \nu)(\theta / R)^{1/2}$ を計算した。ここで、 U_e , ν , R はそれぞれ境界層外縁速度、動粘性係数、壁面の曲率半径である。この $x/L=0.14$ におけるゲルトラ数と上記のスパン方向波長の実測

値と Floryan & Saric⁽⁵⁾により計算された中立安定曲線との比較を図3に示す。 $x/L=0.14$ における実測値はすべて不安定側に存在している。このことから、可視化結果におけるスパン方向に波打った構造は、このスパン方向波長を有するゲルトラ渦により形成されたものと考えられる。

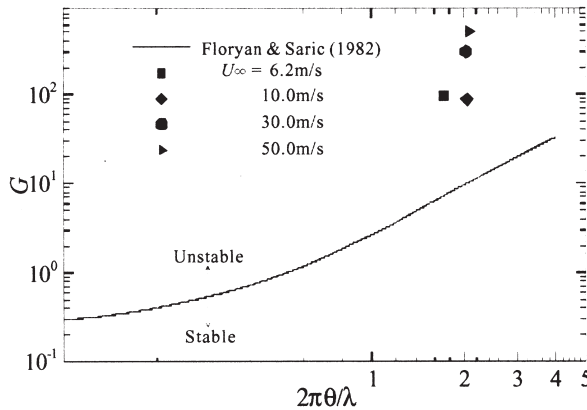


図3 $x/L=0.14$ での実測値とゲルトラ型中立安定曲線との比較

次に、ゲルトラ渦と測定部の流れ場への影響について調べる。図4に $U_{\infty}=10.0\text{m/s}$ の場合の凹面部 $x/L=0.0, 0.14, 0.21$ の3点と凸面部 $x/L=0.37, 0.69, 1.0$ の3点における平均速度 U/U_e 分布と乱れ強さ u'_{rms}/U_e 分布を示す。また、測定点のスパン方向位置は $z=0.0\text{mm}$ であり、境界層厚さの目安として y 軸上に排除厚さ δ^* を*印で示す。 $x/L=0.0$ の位置では、平均速度分布と乱れ強さ分布は、平板上に発達する一般的な乱流境界層内の分布と定量的にほぼ一致している。しかし、 $x/L=0.14, 0.21$ の位置では、一般的な乱流境界層と比べて $0.5 < y/\delta^* < 3$ 付近の乱れ強さが増加している。この乱れ強さが増加した高さは可視化結果のゲルトラ渦と同程度であることから、 $0.5 < y/\delta^* < 3$ の範囲の乱れ強さは境界層内のゲルトラ渦により増加したものと考えられる。下流の凸面部 $x/L=0.37$ では、加速により排除厚さ δ^* が $x/L=0.21$ の位置での約13分の1の1.7mmまで急激に減少する。しかし凹面部において生成された速度の乱れは、その存在する高さスケールが流路断面の減少に伴い少し減少しているものの境界層の外側と考えられる $y=40\text{mm}$ 付近に、残留していることが分かる。さらに下流の $x/L=0.69$ と測定部入口 $x/L=1.0$ でも凹面部において生成された乱れがその

値 u'_{rms}/U_e は減少しているものの $y < 100\text{mm}$ の領域に残留していることが分かる。この領域は測定部入口の流路断面の約35%を占めている。測定部にこのような乱れた領域が存在することは、伊藤ら⁽⁶⁾により指摘されているが、これが凹面部においてゲルトラ渦により生成された乱れの残留であることが本研究により明らかになった。

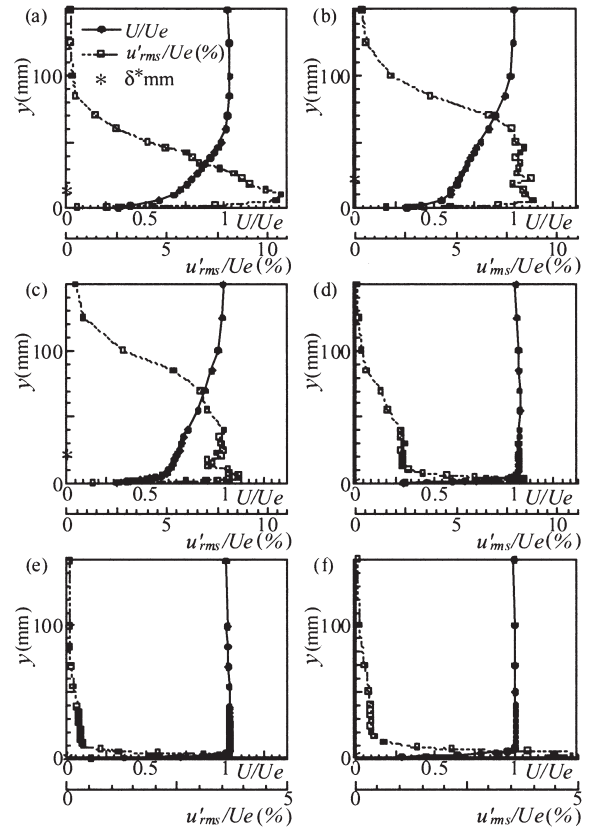


図4 $U_{\infty}=10.0\text{m/s}$, $z=0.0$ での時間平均速度分布と乱れ強さ分布：(a) $x/L=0.0$ (b) $x/L=0.14$ (c) $x/L=0.21$ (d) $x/L=0.37$ (e) $x/L=0.69$ (f) $x/L=1.0$

図5に縮流胴内の加速パラメータ $K=(\nu/Ue^2)(dUe/dx)$ の計算結果を示す。一般に、加速パラメータが 3×10^{-6} より大きい場合、平板上の乱流境界層は層流境界層に逆遷移することが知られている⁽⁷⁾。また、図6に、形状係数 $H=\delta^*/\theta$ の流れ方向変化を示す。今回実験を行った全ての測定部入口の主流速度において、凹面部で下流に行くに従い形状係数の値は乱流境界層を示す1.4に近づき、境界層内の乱れが増加していると考えられるが、凸面部入

