

## 横流れ不安定場における進行波形不安定性に関する研究\*

江上 泰 広\*<sup>1</sup>, 小濱 泰 昭\*<sup>1</sup>

## Traveling Instabilities on a Crossflow Instability Dominant Boundary Layer

Yasuhiro EGAMI and Yasuaki KOHAMA

Full turbulent transition is created in three-dimensional (3D) boundary layer on a swept back flat plate with a displacement body system in a wind tunnel. In the case of general crossflow dominant 3D boundary layer transitions, it is known that after crossflow vortices appeared, crossflow-traveling instability appears. However, it is not clear how the crossflow traveling instability starts to appear and what is the roll of it in the transition process. The flow field is measured in detail using hot-wire anemometry and the smoke visualization technique. Visualization of the crossflow traveling instability  $f_1$  is succeeded using high-speed camera. Periodical rolling up vortex motion generated propagating wave with the frequency of  $f_1$ . From the results, it can be concluded that crossflow traveling instability  $f_1$  is the inflectional point instability existing in spanwise velocity profile. Such unstable condition is originally generated by the streamwise vortex motion.

**Key Words:** Turbulent Transition Mechanism, Three-Dimensional Boundary Layer, Visualization Technique, Crossflow Instability, Crossflow Traveling Instability

## 1. 結 言

現在の旅客機の主翼には、造波抵抗を減少させるために後退翼が採用されている。しかし後退翼表面上の境界層は、圧力勾配の方向と主流の方向が異なるためにねじれた形となり、三次元境界層を形成する。その結果三次元化した境界層の乱流遷移は、二次元的な境界層のそれと比べて早まることが知られており、横流れ不安定性と呼ばれ研究されてきている。次世代旅客機を開発する上で、この主翼上の境界層を層流制御し、抵抗軽減を図ることは重要な課題となっている。しかしこの三次元境界層を層流化する技術は非常に難しく、未だ有効なものはない。有効な制御を実現するためには、翼表面で起こる横流れ不安定性による三次元境界層の乱流遷移のメカニズムを十分に理解しなければならず、そのため多くの研究者がこの問題に実験<sup>(1)~(3)</sup>、数値解析<sup>(4)~(6)</sup>の両面から取り組んで来ている。しかしながら現在までのところ、横流れ不安定性を主因とする三次元境界層の乱流遷移メカニズムの全体像を解明するまでには至っていない。特に横流れ不安定場に現れる主要な攪乱である横流れ渦と周波数の低い進行波の関係については、実験と数値解析の間では見解が分かっている。多くの実験においては、定在的

な横流れ渦が支配的であり、続いて低周波進行波、さらに高周波二次不安定性が現れ、乱流遷移へと至るといった遷移過程が報告されている。それに対し線形安定性理論に基づく数値解析では、低周波進行波が支配的であり、定在的な横流れ渦は生じないとされている。

これまで横流れ不安定場の遷移過程を詳細に調べるために上部に圧力印加物体を設置した後退平板モデル<sup>(7)(8)</sup>を用いて実験を行ってきた。前報では横流れ不安定場に現れる主要な3つの不安定性のうち横流れ渦と高周波二次不安定性について述べた。本研究では実験と理論で大きく意見の異なる低周波進行波に着目し、熱線流速計と可視化法を用いて詳細に調べ、その発生原因、構造、横流れ不安定場において果たしている役割について述べている。

## 2. 実験装置および測定方法

図1に実験装置の概略を示す。このような装置により、横流れ不安定性が支配的な後退翼上の境界層に発生する様々な不安定性の発生機構を明らかにすることができる。後退角45°に設置した圧力印加物体(図中⑦)と平板との組み合わせにより、単調減少する圧力勾配を作り出している。圧力勾配の方向は主流と45°の角をなしており、その結果ねじれた三次元境界層が形成される。圧力印加物体には弦長600mm、スパン長1520mmのNACA0015翼形を用いている。圧力印可物体の迎角

\* 原稿受付 1997年7月16日。

\*<sup>1</sup> 正員、東北大学流体科学研究所(☎980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。

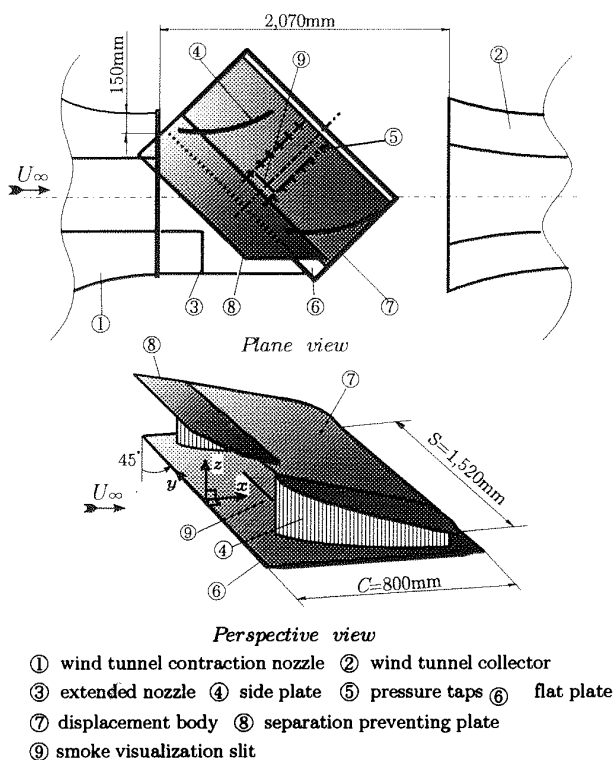


Fig. 1 Experimental set-up and coordinate system

および平板に対する位置は任意に変化させることができ、従って任意の圧力分布を平板上に印加することができる。今回の実験では  $dC_p/d(x/C) = -0.81$  とほぼ様な負の圧力勾配が与えられている。このような後退平板上には横流れ不安定のみが生じ、T-S 波形不安定に対しては安定である。

平板の弦長は  $C=800\text{mm}$  であり、前縁には 20:1 の修正楕円形状<sup>(10)</sup>を採用し、前縁部と平板との間で曲率の接続が滑らかになるように設計されている。このようにすることで、横流れ不安定性以外の攪乱の侵入を防ぐことができる。また風洞壁に発達する境界層による前縁汚染<sup>(11)</sup>を防ぐために、後退平板の上流側の端は、図1のように風洞壁から 150mm 離して設置した。さらに無限翼を模擬するために、ポテンシャル流線の曲率を有する側板を平板と圧力印加物体の間に設置した。平板表面は十分滑らかに仕上げられており平均粗さ高さは  $0.56\mu\text{m}$ 、粗さ高さの最大値は  $1.36\mu\text{m}$  である。これは Deyhle & Bippes<sup>(12)</sup>が Müller<sup>(8)</sup>らと同様のモデルを用いて行った実験において使用された「最も粗さの小さな平板」における平均粗さ  $1.8\mu\text{m}$  と比べても十分小さな値になっている。

測定には東北大学流体科学研究所の低乱熱伝達風洞<sup>(13)</sup>を用い、測定部を開放型の状態にして使用した。測定部上流端のノズル吹き出し口は対辺距離が 1,010mm の正八角形で、測定部の長さは 2,070mm である。

流速の測定には熱線流速計を用い、I 型及び X 型の熱

線プローブより得られた信号は、A/D 変換されてコンピュータに取り込まれ処理される。そして必要に応じて FFT アナライザーにより解析される。熱線流速計には太さ  $5\mu\text{m}$ 、長さ 1mm のタングステンを用いている。アルミ製のサポートによって熱線流速計は流れ場の後方から入れられており、流れ場に対し十分影響が小さくなるように考慮されている。また壁面からの高さが 0.15mm までは補正が不要なことが実証されており、本測定では  $y=0.3\text{mm}$  までなので壁(アルミ製)への影響は無視できる。また熱線プローブは、コンピューター制御された 0.01mm の精度を有する三次元トラバース装置によってトラバースされる。

流れ場の可視化は煙法を用いており、JEM smoke machine 社製の ZR20 煙発生器を用いた。煙発生器により発生した煙は一旦容量の大きい容器に溜めて温度を調整し、平板裏側に設けられたプレナムチャンバーへパイプを通して送られる。そして  $x/C=0.35$  の位置に取り付けられた幅 1mm、長さ 200mm のスリットより境界層中に注入している。可視化された流れ場はストロボ光及びレーザーシート光を光源として撮影される。スリットは、流れ場を乱さないように平板に対し  $45^\circ$  の角度を成して設置されている。

実験は主流速度  $U_\infty=8.0\sim 15\text{m/s}$  (平板の弦長  $C$  基準のレイノルズ数  $Re_c = U_\infty C/\nu = 4.3\sim 8.0 \times 10^5$ ) の条件で行っている。この範囲内の主流の乱れ強さは、モデルを取り付けた状態で  $\sqrt{u^2}/U_\infty=0.09\%$  である。乱流遷移点は  $U_\infty=10\text{m/s}$  の場合で  $x/C=0.83$  付近、 $U_\infty=15\text{m/s}$  の場合で  $x/C=0.64$  付近である。

### 3. 実験結果

**3.1 横流れ渦の成長過程の可視化** 本論文では横流れ不安定場に現れる縦渦を横流れ渦と定義して議論を進めて行く。図 2(a)~(d) は横流れ渦の成長の様子を、主流速度を変化させつつ高速ビデオカメラ装置により記録したものである。レーザーシート光を用いて  $x/C=0.72$  の  $y-z$  断面を切り取り、これを毎秒 4500 コマで撮影している。主流速度は  $U_\infty=8.0\sim 13.5\text{m/s}$  ( $Re=3.1\sim 5.2 \times 10^5$ ) の間で変化させている。

当初スパン方向に一樣であった流れ場に、流速の増加とともに変化が現れはじめ、壁面付近に下流から見て時計方向に回転する小さな縦渦構造が見られるようになる ((a) 図)。この渦は、いわゆる横流れ渦 (反時計回り) とは反対方向に回転する縦渦であり、以後この渦を渦 A と呼ぶ。この段階では横流れ渦は明確にはなっていない。この時、境界層の底層には横流れ速度成分が

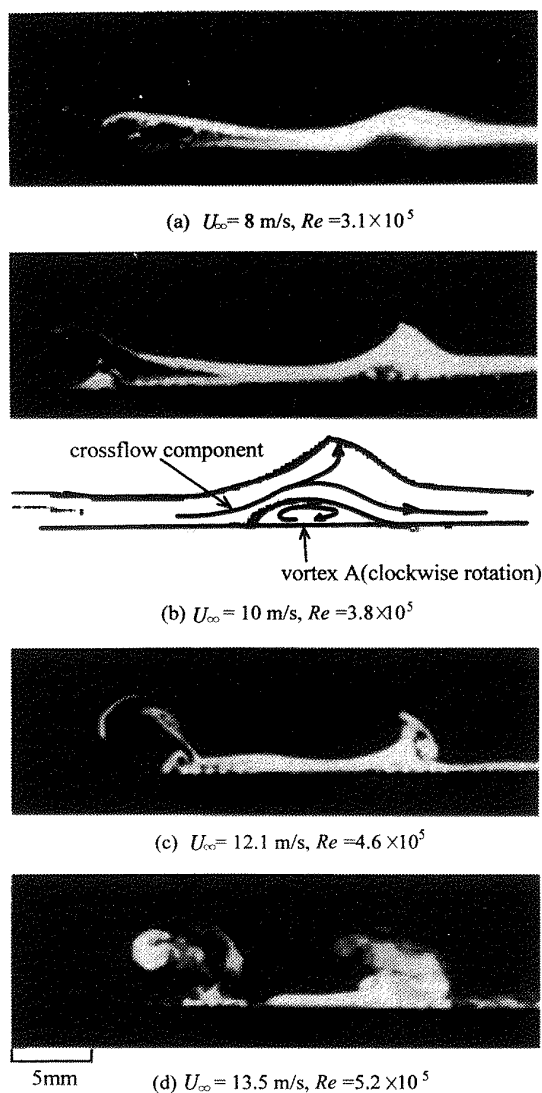


Fig. 2 Development of crossflow vortices taken by high speed video camera. ( $x/C=0.72$ )

wing-root から wing-tip (写真では左から右) 方向に存在している。この横流れ速度成分は渦 A を乗り越えて左から右へと流れていく。

渦 A はレイノルズ数の増加と共に徐々に成長していき、スパン方向の等速度線の凹凸が大きくなり、凸部のピーク部分も徐々に尖ってくる。この段階では渦 A の様子はかなり安定しており揺動は見られない。

さらに流速を増加していくと凹凸はさらに大きくなり、左右、上下に周期的に揺動し始める ((b) 図)。それに伴い (b) 図のスケッチに示すように渦 A を乗り越えて流れる煙により可視化された境界層低部の流れの一部は横流れ渦の巻き上がり部分へと入っていくようになる。この段階から可視化においていわゆる横流れ渦が見え始める。

この巻き上がりは流速の増加に伴い徐々に大きくなっていき、横流れ渦の巻き上がり部分では高周波の振動が生じ始める ((c) 図)。これは巻き上げられた低速流塊が高

速流にさらされることにより、横流れ渦の巻き上がり部分に速度の高せん断層が形成され、変曲点形不安定性により高周波二次不安定性  $f_2$  が発生したためと考えられる。

さらに流速を増していくと、横流れ渦は常に大きく巻き上がるようになる ((d) 図)。巻き上がった渦の先端には Görtler 渦に見られるようなマッシュルーム形の左側のみが極端に成長したような構造が見られる。この渦構造は強い巻き上がりの際に形成され、崩れてはまた形成されるという規則正しい一連の運動を繰り返している。そして最後には、横流れ渦そのものの構造も崩れ、流れ場が完全乱流へと遷移していく。

このように、横流れ渦は従来言われてきたように、隣り同士同一方向 (反時計方向) に回転する縦渦とは異なり、Görtler 渦や乱流の中に見られる縦渦同様、極端に非対称ではあるが隣り同士回転方向が異なる縦渦対からなっている。横流れ速度成分が存在するために、片方の渦が極度に小さくなり、左右非対称なものになってしまったと考えることができる。従来 A 渦については、ほとんどその存在、役割についての言及はなされていないが、安定計算結果をあらためて見直すと、その存在が認められる<sup>(14)</sup>。しかし流れ場の可視化による観察では、渦 A は横流れ速度成分を上方へ巻き上げ、速度の高せん断層を形成する際に重要な役割をしていることがわかる。これは結果として横流れ渦と A 渦が、Görtler 渦や乱流の中に見られる隣り同士回転方向の異なる縦渦対と同様の働きをしているためである。

また本実験で作られた横流れ不安定場では、まず渦 A 及び横流れ渦 (いずれも定在渦) が形成され、その成長に伴って低周波進行波  $f_1$ 、高周波二次不安定性  $f_2$  が発生した後、乱流遷移に至った。これは従来の実験で報告されているものと同様の遷移過程である。よって横流れ不安定性の遷移機構を解明する際は、この渦 A についても考慮しなければならない。

**3・2 低周波進行波  $f_1$  の可視化** 図 3 は図 2(b) における渦 A の周期的揺動と初期の巻き上がりの形成を捉えた連続画像である。画像の時間間隔は  $5/4500$  s (約 1.1msec) である。渦が一度左に揺れた後 ((c) 図)、右側に揺れ巻き上がりが形成されはじめる ((d) 図)。斜めに巻き上がったその先端は二方向に別れ、マッシュルーム形の構造を形成する ((f) 図)。本来の横流れ渦の回転方向である反時計回りの巻き上がりが大きく、時計回りのものは小さいアンバランスな形をしている。このマッシュルーム形の構造は Görtler 渦でも見られ、(f) 図のものはそれを斜めにしたものに良く似ている。しかしこの構造はすぐに崩れてしまい ((f)~(h) 図)、また (a) 図の

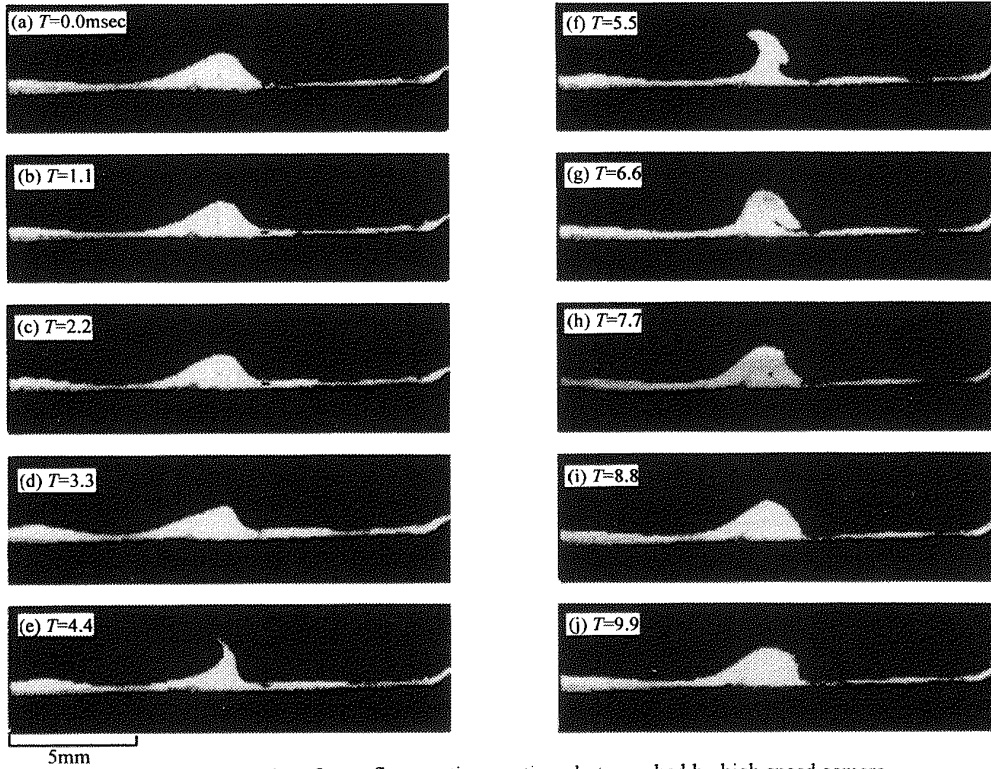


Fig. 3 Time series of crossflow vortices motion photographed by high speed camera.  
( $U_{\infty} = 10.0\text{m/s}$ ,  $x/C = 0.72$ )

状態に戻る。

これらの一連の写真から、この揺動に伴って生じた攪乱が横流れ速度成分によって写真の左から右へと移流していく様子が観察された。この揺動によって生じる横流れ速度成分の流れの周期的な強弱及びそれに伴う横流れ渦の巻き上がり運動の1サイクルは10.7msec(約94Hz)であり、これは熱線流速計による低周波進行波 $f_1$ の周波数92Hzとほぼ一致する。またこの攪乱は次の渦Aを乗り越えて伝播することなく、一つの横流れ渦が支配する空間内でその発生から消滅までが完結しているように見えた。

また巻き上がりが崩壊する時((f)~(h)図)に、その巻き上がりのピーク付近において右側から左側へと、上記のものとは反対方向に伝播する進行波も見られた。過去に測定された低周波進行波の進行方向に関して異なる報告がなされているのは、この様に縦渦の揺動によって生じた攪乱が両側に伝播するためである可能性がある。

図4は図3と同じ流れ場を上方から高速ビデオカメラで撮影したものである。横流れ渦の間に2本の白い筋が見られる。これは横流れ渦と渦Aの周期的な揺動のために生じた図3の一連の運動により生じた攪乱を捉えたものと考えられる。このスパン方向の波長は約6.8mmである。この波はその位置における横流れ速度成分とほぼ同じ位相速度を有し、横流れ渦軸に対しほ

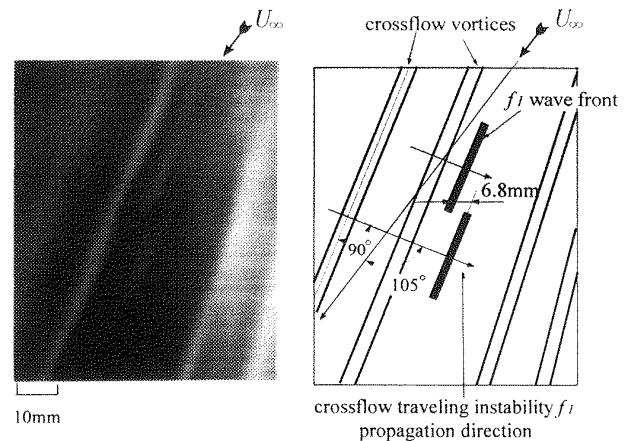


Fig. 4 Flow visualization of crossflow traveling instability by smoke method and its sketch.

( $U_{\infty} = 10\text{m/s}$ ,  $Re_c = 5.3 \times 10^5$ , nozzle position  $x/C = 0.35$ ,  $y = \pm 100\text{mm}$ )

ぼ直角な方向に伝播していく。横流れ速度成分が主流の約8%であることを考慮すると、周波数94Hzの場合スパン方向の波長の計算値は約6.6mmになり、やはり $f_1$ にほぼ一致する。よってこれは低周波進行波 $f_1$ を捉えたものであると考えられる。低周波進行波 $f_1$ を可視化することに成功した例は過去になく、これが初めてである。

これまで低周波進行波 $f_1$ の実体については、位相速度をもつ横流れ渦である、など様々な説が出されているが不明であった。しかし以上の結果より、低周波進行波 $f_1$ とは、横流れ渦と渦Aの揺動によって生じた周期的な巻き上がり運動、及びそれによって生じた攪乱が伝播したものであると考えることができる。つまり定在的な

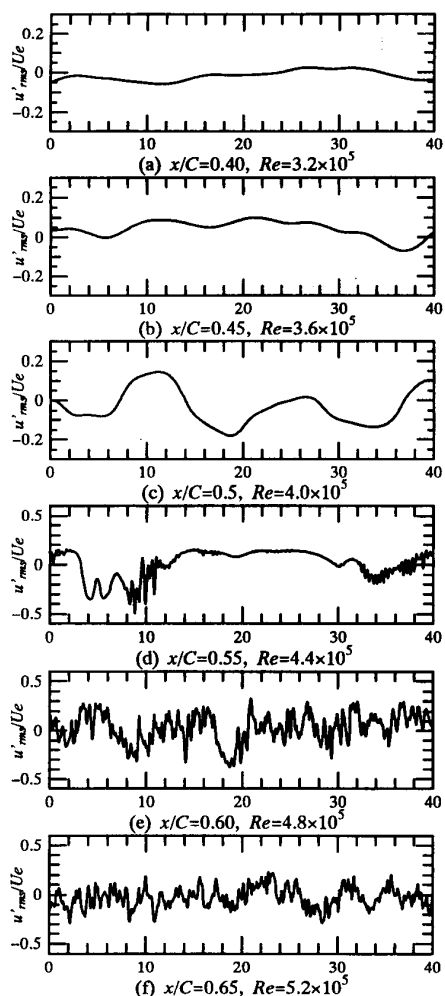


Fig. 5 Time signals  $u'(t)$  at different chordwise positions. ( $U_\infty = 15.0\text{m/s}$ ,  $z = 0.8\text{mm}$ )

横流れ渦が存在しているからこそ、 $f_1$ が発生すると考えることができる。あるいは、横流れ渦構造を横切って流れる際に流体粒子が加速減速の変動を受け、その流れ場で一番不安定な周波数である  $f_1$  が成長し、振動を開始する、と考えることもできる。

**3.3 熱線流速計による  $f_1$  の測定** 横流れ不安定性が支配的な三次元境界層中では、横流れ不安定性のうち、定常成分(横流れ渦)、非定常成分(低周波攪乱  $f_1$ )、そして高周波二次不安定性 ( $f_2$ ) の少なくとも3つの不安定性が同時に生じており、それぞれ異なった働きをしている。

図5(a)~(f)は主流速度  $U_\infty = 15\text{m/s}$ ,  $z = 0.8\text{mm}$ において熱線流速計によって測定された時間信号波形のコード方向変化を示したものである。それぞれ縦渦上で測定した結果を示している。図(a)の上流  $x/C = 0.25$  ( $Re = 2.0 \times 10^5$ )では28Hz付近の波が見られた。そして図(a)から87Hz付近の低周波の攪乱が成長を始めている。図(d)ではこの低周波の進行波の上に高周波のスパイク(1.8kHz)が現れている。この高周波の攪乱はそれ以降大き

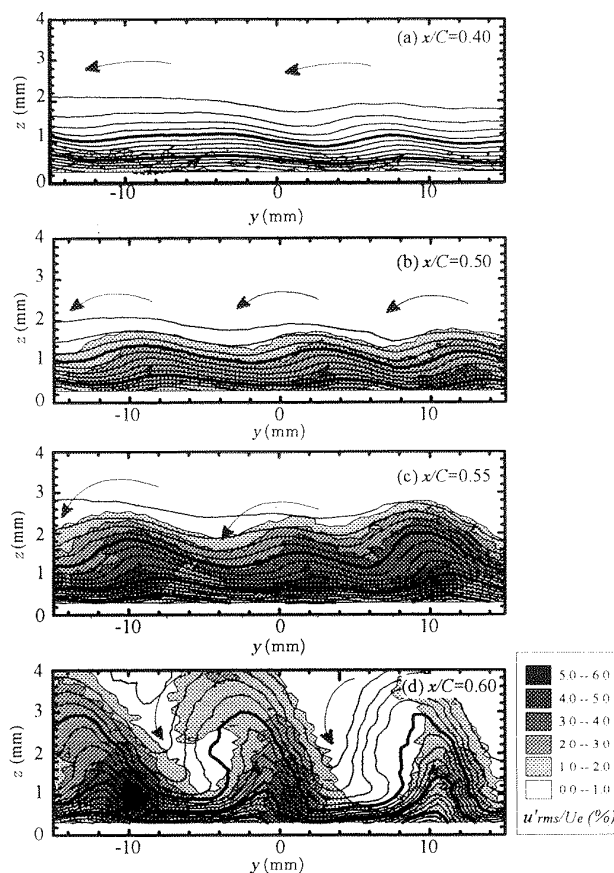


Fig. 6 Cross section mesh measurement of velocity and turbulence intensities at different chord positions. (Bandpass filter range : 80-100Hz, for disturbance  $f_1$ , velocity contour line step : 5% of  $U_e$ ,  $U_\infty = 15\text{m/s}$ )

く成長してゆき、波形全体に広がっていく。波形の振幅は図(e)で最も大きくなる。図(e)では波形全体が高周波の攪乱に覆われている。その後波形の振幅は徐々に小さくなってゆき、図(f)以降では完全乱流になっている。

乱流遷移過程において、各不安定性がどのように振る舞っているかをより詳しく理解するためには、境界層内の空間的構造を知ることが重要である。そのような目的で、熱線流速計による境界層内の特定断面について高密度のメッシュ計測を行った。高周波二次不安定性  $f_2$  に関しては前報<sup>(9)</sup>を参照されたい。ここでは低周波進行波  $f_1$  について述べていく。測定は  $y-z$  平面の  $y = -15 \sim 15\text{mm}$ ,  $z = 0.3 \sim 4\text{mm}$  の範囲で  $y$  方向に  $0.5\text{mm}$  間隔で61点、 $z$  方向に  $0.1\text{mm}$  間隔で38点の合計2,318点について速度の計測を行った。サンプリング時間は一点について5秒であった。測定位置は低周波進行波  $f_1$  の増幅し始める  $x/C = 0.40$  ( $Re = 3.2 \times 10^5$ , 図5(a)), 高周波二次不安定性の増幅し始める  $x/C = 0.50$  ( $Re = 4.0 \times 10^5$ , 図5(c)), さらに境界層遷移に与える影響を調べるために、遷移過程であると思われる  $x/C = 0.55$  ( $Re = 4.4 \times 10^5$ , 図5(d)), 遷移過程末期である  $x/C = 0.60$  ( $Re = 4.8 \times 10^5$ , 図5(e))の4ヶ所で行っている。

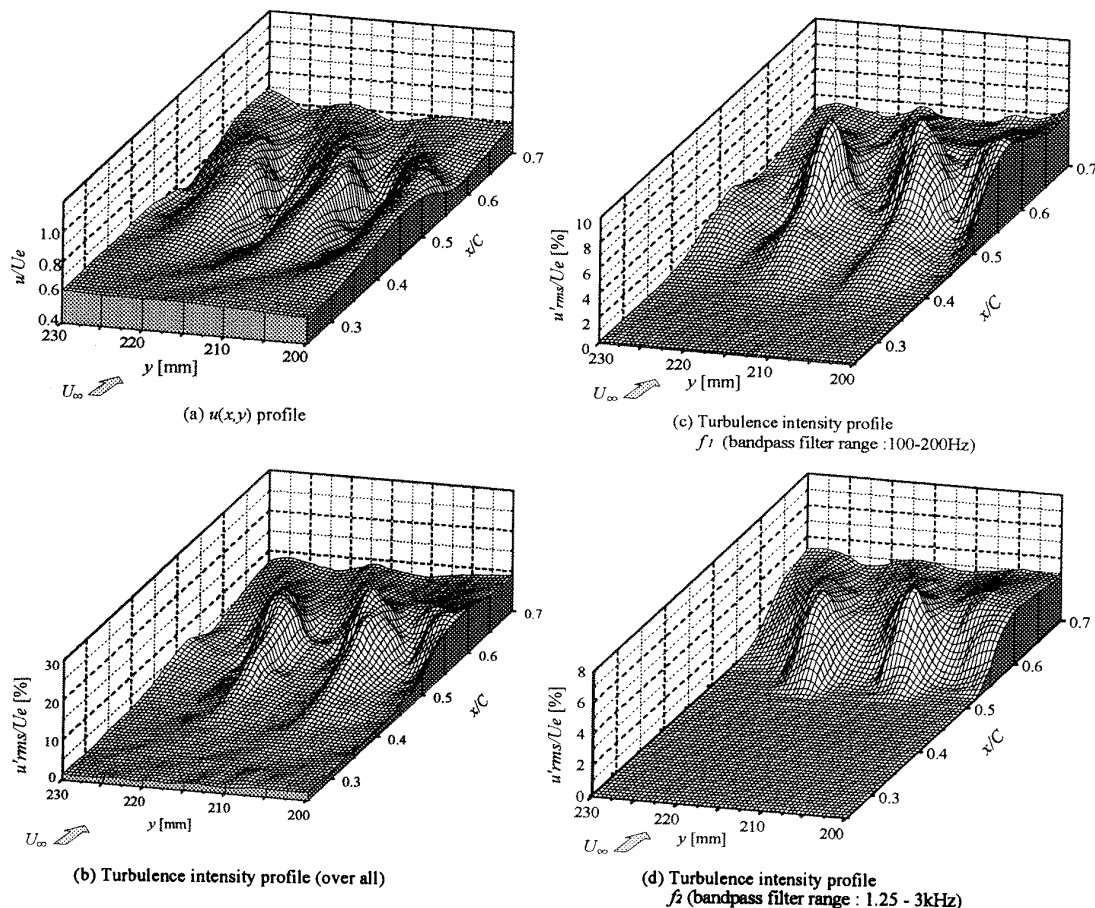


Fig. 7 Velocity profile and turbulence intensity profiles in x-y plane. ( $U_\infty=15\text{m/s}$ ,  $z=0.7\text{mm}$ ,  $Rec=8.0 \times 10^5$ )

図 6(a)~(d) にその結果を示す。実線の矢印は平均的に見て高速な流れの方向を、点線の矢印は低速な流れの方向を傾向的に示している。低周波進行波の攪乱の発生位置を特定するために、80-100Hz のバンドパスフィルターをかけている。図 6 は全て下流側から眺めた状態になっており、流れ方向は紙面の裏側から表側に向かう方向である。また等速度線の間隔は境界層外部流速  $U_e$  の 5% である。

図 6(a) の等速度分布を見ると、等速度線が上下に波打ち、さほど成長していないが正弦波状の波打ちの存在が確認できる。しかし前述のように、高速ビデオによる可視化観察では、等速度線の波打って盛り上がった位置の壁付近に、横流れ渦とは反対方向に回転する縦渦渦 A が確認されている (図 2(a))。本測定では装置及び計測器の都合で境界層底部は  $z=0.3\text{mm}$  までしか測定できていないため、この小さな渦は捉えきれていない。図 6(a)→(c) と下流に行くに従ってこの等速度線の波打ちは大きくなる。しかし可視化の結果と合わせ考えると、これは渦 A の成長に伴うものであることがわかる。いわゆる横流れ渦は、この段階では恒常的な巻き上がりとなっておらず、平均流速を測定した図 6(a)~(c) では

明確にはなっていない。

さらに下流の図 6(d) では、横流れ渦の巻き上がりも恒常的になり、等速度線図にもはっきりと表れるようになる。この (d) 図は高周波二次不安定性発生した後の遷移点付近の状態を示しており、図 3 の (c) 図と (d) 図の間に相当する。これ以降横流れ渦は崩壊していく。

低周波攪乱  $f_1$  は横流れ渦の成長と共に増幅していく。低周波進行波  $f_1$  の発生は図 6(a) より  $y=-11\text{mm}$ ,  $z=0.3\text{mm}$  の位置に認められるが、あまりはっきりしていない。測定が困難であるこれより壁面に近い位置 ( $z<0.3\text{mm}$ ) でより大きな振幅を示す可能性も考えられる。図 6(b)~(c) では可視化用の白煙を含んだ流れが渦 A を乗り越えて行く。  $f_1$  はそれぞれの横流れ渦の中心から下方にかけて、壁に近いところで最大の増幅を示している。また遷移末期の (d) 図では、渦 A の上部で最大の振幅を示している。高速ビデオカメラによる観察で見られた、図 3 の横流れ渦と渦 A の揺動によって生じた周期的な横流れ渦の巻きあがり運動の周波数がこの低周波進行波  $f_1$  の周波数とほぼ同じであり、最大振幅を示す位置も渦 A の周辺である。このことから、低周波進行波  $f_1$  とは、横流れ渦と渦 A の揺動による横流れ

渦の周期的巻きあがり運動であり、その影響が横流れ速度成分によって伝播する進行波攪乱であると考えることが出来る。また横流れ渦と渦Aの揺動は横流れ渦がある程度成長してから開始されている。これらの縦渦の成長に伴いスパン方向に速度分布の変曲点が生じる。このスパン方向の変曲点形不安定性により横流れ渦の揺動は生じているものと考えられる。

図7(a)~(d)は主流速度 $U_\infty=15\text{m/s}$ ,  $z=0.8\text{mm}$ において熱線流速計によって測定された特定周波数のスパン方向速度および乱れ強さ分布のコード方向変化を三次元化したものである。(a)~(d)図はそれぞれ $u$ 及び $u'_{rms}$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ の分布図である。(a)図より横流れ渦及び渦Aが形成され崩壊するに至るまでの様子がわかる。 $x/C=0.25$ ではスパン方向にほぼ変化のない速度分布を示しているが、下流に行くに従って徐々に渦Aが成長し、渦上と渦間の“山”と“谷”が深くなっていく様子がわかる。“谷”の低速領域が渦Aの存在する位置(渦の巻上がり部分)に相当する。遷移点を過ぎると横流れ渦(及び渦A)の崩壊に伴いこの構造は徐々に崩れて行き、再びスパン方向に均一な分布に戻ってゆき、完全な乱流境界層になっていることがわかる。

また図7(b)~(d)より、まず渦A上部で各攪乱が生じはじめる様子がわかる。各攪乱は渦上で増幅してゆき、遷移末期付近でそれぞれの乱れ強さは最大値を示しており、遷移後は徐々に小さくなっている。より詳細に観察すると、 $u'_{rms}$ (overall),  $f_1$ の乱れ強さは遷移点の前に成長の飽和点を迎えている様子がわかる。また(d)図からは高周波二次不安定性 $f_2$ が $x/C=0.53$ 付近で渦A上部の横流れ渦の巻上がり部分に現れ、遷移点付近まで急速に増幅している様子がわかる。

渦間に見られる攪乱は、渦上の攪乱の広がりを受けようように遷移の末期付近から成長を始めており、乱流遷移後スパン方向に一様化する。これより、乱れの発生要素は渦A上部でのみ生じていることが明らかであり、低周波進行波 $f_1$ は、定在的な横流れ渦と渦A無しには発生し得ないことがわかる。これは可視化写真の結果と一致する。

#### 4. 結 言

以上、横流れ不安定性が支配的な三次元境界層の乱流遷移過程を明らかにするために、後退平板+圧力印加物体の実験モデルを設計し、生じた三次元境界層の遷移構造を熱線流速計と可視化法を併用して詳細に測定した。そして低周波進行波 $f_1$ について考察を行った。以下に得られた知見を記す。

(1) 横流れ渦の成長過程を高速ビデオカメラを用いて観察した。横流れ渦が発生した直後に顕著であるのは、横流れ渦の下方に存在する横流れ渦と反対方向に回転する小さな渦Aであった。横流れ速度成分はこの渦Aを乗り越えるように流れていく。

(2) 低周波進行波 $f_1$ を可視化することに初めて成功した。横流れ渦と渦Aの周期的揺動により生じた攪乱が横流れ渦に対し直角方向に伝播していく様子が見られた。この揺動の周期は熱線流速計による測定結果とよく一致した。

(3) 低周波進行波 $f_1$ が最も増幅しているのは横流れ渦と渦Aの揺動の影響が最も強い、渦Aの上部付近であった。

(4) 低周波進行波 $f_1$ は次の渦Aを乗り越えて伝播することはほとんどなく、一つの横流れ渦が支配する空間内でその発生から消滅までが完結していた。

(5) 結論(2)とは反対方向(横流れ速度分布方向)にも、 $z$ のより高い位置に於いて進行波が見られた。

#### 文 献

- (1) Kohama, Y., *Turbulent Management and Relaminarization*, Springer-Verlag, (1987), 19-23.
- (2) Radezlsky Jr., R. H., Reibert, M. S., Saric, W. S., Takagi, S., *AIAA Pap. No. 93-0070*.
- (3) Takagi, S., Itoh, N., *Fluid Dynamics Research*, 14, (1994), 167 - 189.
- (4) Dallmann, U., Bieler, H., *AIAA Pap. No. 87-1337*.
- (5) Meyer, F., Kleiser, L., Dallmann, *Proc. AGARD Sympo. on Fluid Dynamics of Three-Dimensional Turbulent Shear Flows and Transition*. Turkey, (1988), 17-1-17-17.
- (6) Balakumar, P., Malik, M. R., *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 3 (1991), 125-140.
- (7) Saric, W. S. and Yeates, L. G., *Laminar-Turbulent Transition*, Springer-Verlag, (1985), 429-437.
- (8) Müller, B., Bippes, H., *Proc. AGARD Sympo. on Fluid Dynamics of Three-Dimensional Turbulent Shear Flows and Transition*. Turkey, (1988), 13-1-13-15.
- (9) 江上泰広, 小濱泰昭, 小野寺達也, 日本機械学会論文集 63-607, B編(1997), 849-856.
- (10) Saric, W. S., Hoos, J. and Kohama, Y., *College of Engineering and Applied Science Report*, Arizona State University, (1990), CEAS-CR-R-90191.
- (11) Poll, D. I. A., *Laminar-Turbulent Transition*, Springer-Verlag, (1989), 431-440.
- (12) Deyhle, H., Bippes, H., *J. Fluid Mech.*, 316 (1996), 73-116.
- (13) Ito, H., Kobayashi, R., Kohama, Y., *Aeron. J.*, (1992), 141-151.
- (14) Kobayashi, R., Kohama, Y., Takamadate, Ch., *Acta Mech.*, 35 (1980), 71 - 82.

#### 謝 辞

本研究を遂行するに際し、多大なる御協力を頂いた流体科学研究所技官 太田福雄氏、及び同附属工場技官 渡辺努氏、浅野和夫氏に感謝の意を表します。