

横流れ渦が支配的な流れ場における二次不安定性に関する研究

河上充佳（東北大院），小濱泰昭（東北大・流体研）

Secondary Instability in a Crossflow Vortex Dominant Flow Field

by

M. Kawakami * and Y. Kohama **

* Dept. of Mech. Eng., Tohoku Univ.

** Inst. of Fluid Sci., Tohoku Univ.

ABSTRACT

The stability of the three-dimensional boundary layer, strongly distorted by the large amplitude stationary vortices, has been experimentally investigated on a swept flat-plate model in order to analyze the last stage of transition into turbulence. The final stage of transition features the occurrence of high frequency secondary instability. This paper examines, under controlled disturbances, the secondary instability operating on the crossflow vortex. Hot-wire measurements provide several features of the high frequency inflectional instability at the top of this vortex. They also reveal the existence of a low frequency secondary instability at the bottom of the vortex, although the growth rate of the latter is merely a third of the former.

Key Words : 3-D boundary layer, stationary crossflow vortex, secondary instability.

1. はじめに

後退翼上に形成される境界層は，境界層外縁非粘性流の方向と圧力勾配の方向が異なるため複雑に三次元化し，（変曲点型）横流れ不安定性の影響を受ける．局所線形理論が進行型横流れ擾乱の最も大きな成長を予測する一方，多くの実験では定在型擾乱（横流れ渦）の成長がより支配的であり，境界層の乱流遷移において多大な役割を果たすことが知られている¹⁾．大振幅横流れ渦によって激しく歪められた境界層はその安定特性を初期のものから大きく変化させ，横流れ渦上部に局所的に発生する高周波二次不安定性によって最終的に乱流遷移へと導かれる²⁾．一方，進行型および定在型一次擾乱が互いに干渉し，線形理論からは予測されない乱れ強さ分布のスパン方向変化を示すことが知られているが，この現象は Fisher および Dallmann³⁾の二次不安定性解析によって十分説明が可能であり，その後，低周波二次不安定性として言及されている⁴⁾．

本研究では後退翼前縁付近の流れ場を模擬した後退平板モデルを使用し，横流れ渦が支配的な流れ場における乱流遷移の最終段階を明らかにすることを目的として，風洞実験を行った．平板に設けられた小孔から位相を制御した擾乱を印加し，熱線流速計を用いて主流方向速度を測定することで，横流れ渦の回転運動によって境界層内に形成される高せん断層の安定性を二次不安定性の発生に焦点を置いて評価する．

2. 実験装置および方法

実験には東北大学流体科学研究所低乱風洞実験室の単路回流型低乱熱伝達風洞を用いた．開放型測定部での主流乱れ強さはモデルを取り付けた状態で 0.05 % 程度である．図 1 に実験装置の概略図および使用した座標系を示す．後退平板モデルは測定用平板，圧力印

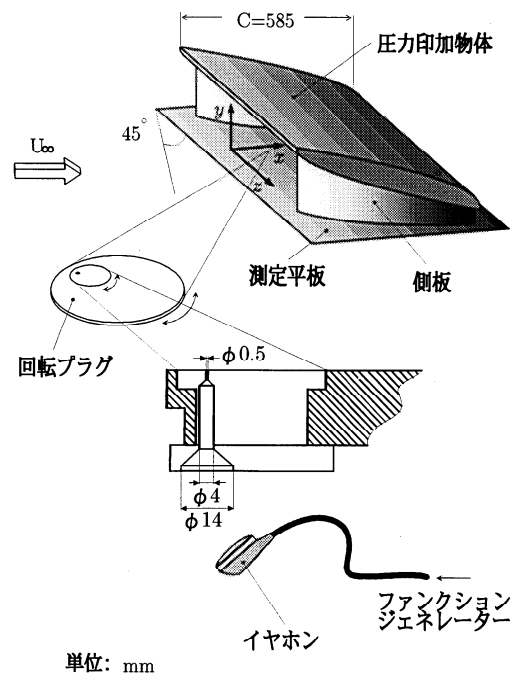


図 1. 実験装置の概略図.

加物体、および無限翼を模擬するための側板から構成されており、主流に対して45度の角度を成すように設置してある。圧力印加物体によって平板上に誘起された単調減少する順圧力勾配(図2)はT-S波の成長を抑制する一方、横流れに対して不安定な流れ場を提供する。平板は圧力印加物体に対して200 mm上流に設置されており、測定部において十分厚い境界層を得ることができる。座標は平板固定系であり、 x 軸の原点は平板上、圧力印加物体の前縁と同じ流れ方向位置にある。シングルプローブを使用し、熱線流速計によって主流方向速度を計測した。主流速度 U_∞ は12.5 m/sで一定であり、このとき圧力印加物体の平板上への投影翼弦長 $C = 585$ mmを代表長さとしたレイノルズ数は 4.9×10^5 である。

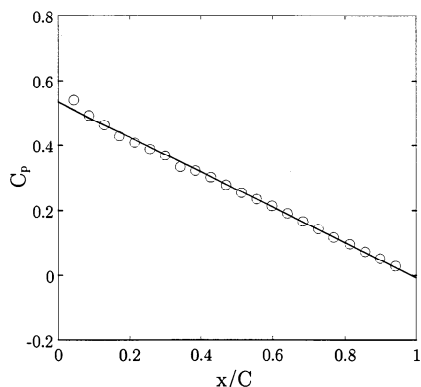


図2. 平板上、コード方向に測定した静圧分布。

3. 人工擾乱

大振幅定在渦によって激しく歪められた境界層の安定特性を明らかにするため、平板上、 $x/C=0.2$ の位置に等間隔粗さアレいを設置し、横流れ渦の成長を促進した。各々の粗さ要素は厚さ0.5 mmのプラスチック板であり、スパン方向に12.5 mmの間隔で並べられている。この粗さ間隔は粗さを使用しない自然状態において最も支配的であった渦間隔に相当し、またその高さは局所境界層厚さの16%に相当する。

更に、二次不安定性を制御するため $x/C=0.35$ の位置にイヤホンを設置し、周期的人工擾乱を印加した。この位置は人工粗さを設置した状態で高周波二次不安定波が成長し始める位置に相当する。関数発生器からの正弦波は可回転アルミニウムプラグに取り付けられたイヤホンに送られ、プラグに設けられた小孔(直径0.5 mm)から任意周波数の速度変動として境界層内に取り込まれる。実験で使用したすべての入力電圧に対して、境界層内で測定された速度変動のrms値は主流速度の1%以下である。

4. 実験結果および考察

主流方向速度 U は時間平均成分 \bar{U} と変動成分 u か

ら成っており、さらに \bar{U} は時間平均成分をスパン方向に平均したものの \bar{U} と定在擾乱成分 \bar{u} に分割される。以下、全ての速度成分は境界層外縁速度 U_e によって無次元化されている。

4. 1 一次不安定性

図3は各コード方向位置において測定した主流方向平均速度の yz 平面における等速度線図を示したものである。境界層内に発生した定在横流れ渦の回転運動によってスパン方向に低・高速領域が交互に規則正しくならんだ構造が発達する。この構造は下流に向かって成長し、いわゆるハーフマッシュルーム構造を形成する。その後 $x/C=0.55$ 付近において非線形効果によって飽和したのち崩壊に至る。大振幅横流れ渦の存在によって激しく歪められた境界層速度分布は、スパン方向および高さ方向に変曲点型速度分布(高せん断領域)を有するため、二次不安定性の影響を受ける。

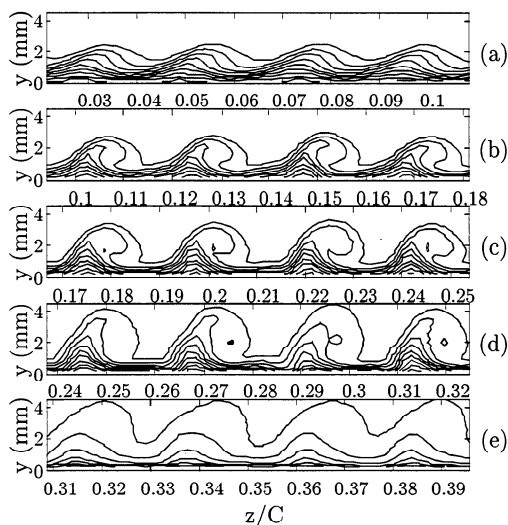


図3. yz 平面における \bar{U} の等速度線図。 $x/C=(a) 0.3, (b) 0.4, (c) 0.5, (d) 0.6, (e) 0.7$ 。等高線間隔は $0.1 U_e$ 。

4. 2 二次不安定性

コード方向位置 $x/C=0.5$ で測定した時間平均速度、乱れ強さ、および y, z 方向への速度勾配の yz 平面におけるコンター図を図4に示す。乱れ強さの分布は低速領域の両側に極大値を有しており、それらの位置は速度勾配の分布とよい相関を示す。さらに図5は低速領域の左上部に存在する乱れ強さのピーク位置において測定した速度変動のパワースペクトラムを異なるコード方向位置において示したものである。遷移領域において1.4 kHz付近を中心としたブロードバンドピークが発生し、下流に向かって急激にその振幅が増幅する。その後 $x/C=0.5$ において高調波の成長が始まり、 $x/C=0.6$ 付近で完全乱流に達する。三次元境界層の遷移過程はこの高周波二次不安定性によって支配され

ていると考えられる。

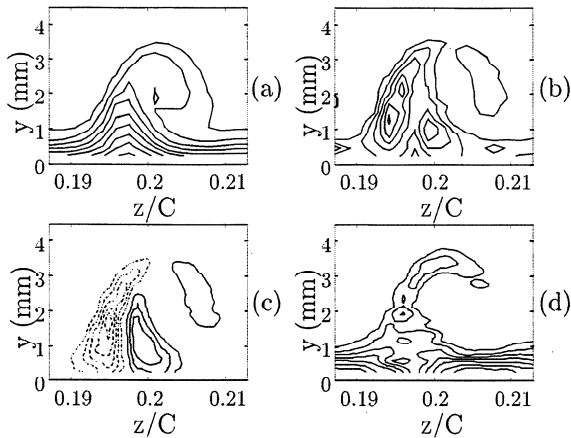


図4. yz 平面における(a) \bar{U} , (b) u_{rms} , (c) $d\bar{U}/dz$, (d) $d\bar{U}/dy$. $x/C=0.5$. 等高線間隔はそれぞれ $0.1 U_c$, $0.02 U_c$, 30, 90. 負の等高線は破線で表示.

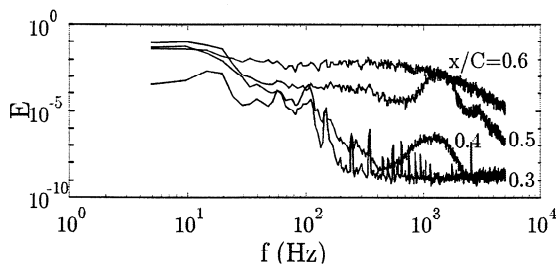


図5. パワースペクトラム. $x/C=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$.

4. 2 二次不安定性の制御

横流れ渦によって歪められた境界層の安定性を調べ、乱流遷移の最終段階を明らかにする目的で、平板壁から位相を制御した不安定波をイヤホンにより人工的に励起した。図6は印加した任意周波数の擾乱のコード方向への成長率 γ を示したものである。図より160 Hz付近にピークをもつ低周波数域と1500 Hz付近にピークをもつ高周波数域のふたつの不安定領域をもつことがわかるが、1500 Hzでの成長率は160 Hzの約3倍であり、主流乱れが小さいとき、乱流遷移において高周波二次不安定波が重要な役割を果たすと考えられる。

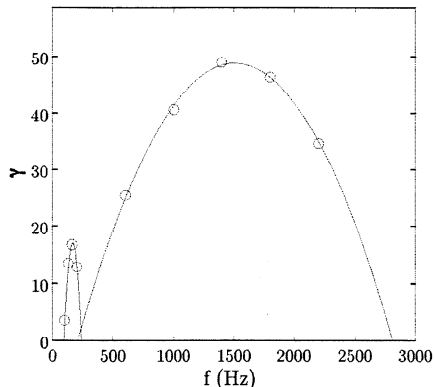


図6. 成長率に対する励起周波数の影響.

図7はそれぞれの不安定波 (160 Hz, 1500 Hz) の励起周波数付近でバンドパスフィルター処理を施した乱れ強さ u_{rms} の分布を yz 平面において示したものである。図には主流方向平均速度の等速度線図も重ねて示している。低周波不安定波が低速領域の下部に現れるのに対して高周波不安定波は低速領域の上部に局所的に発生する。二つの不安定モードはともに境界層内に形成された強いせん断層上に発生しており、変曲点型不安定性の性質を示す。

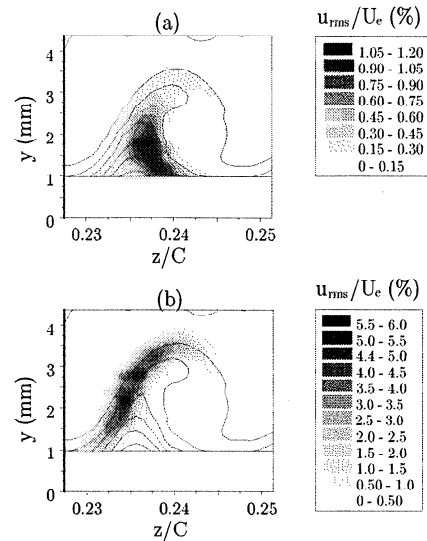


図7. yz 平面におけるバンドパスフィルター処理を施した乱れ強さの分布. $x/C=0.55$. 励起周波数は (a) 160 Hz, (b) 1.5 kHz. \bar{U} の等速度線図を重ねて表示.

160 Hz, 1500 Hz で励起したときに発生する不安定性の瞬間像を捕らえる目的で、関数発生器からの信号を基準信号とし、熱線流速計からの時間信号に位相平均処理を施した。その結果を xz 平面における等速度線図として図8に示す。渦軸に対して傾いた構造を有する高周波二次不安定波の波長はほぼ6.5 mm (横流れ渦波長の約半分) である。それに対して渦軸方向に引きの

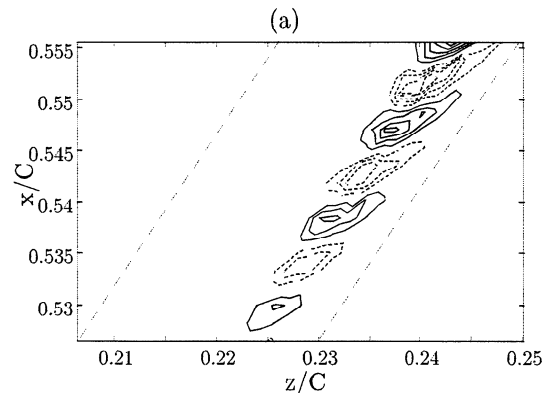


図8. 次頁参照

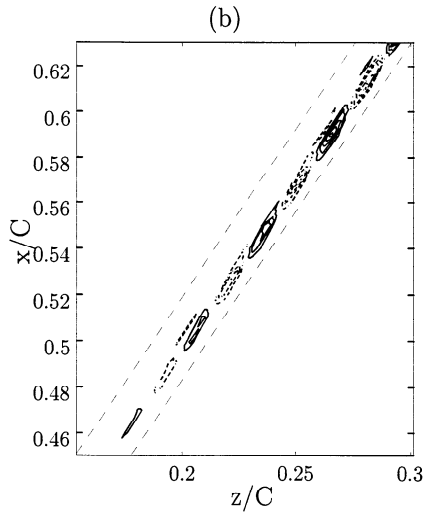


図 8. xz 平面における位相平均処理を施した変動速度成分の等高線図. (a) $f = 1.5$ kHz, $y = 3.4$ mm, (b) $f = 160$ Hz, $y = 1.4$ mm, 等高線間隔は 0.5 %. 斜めの破線によって囲まれた領域が測定範囲に相当. 負の等高線は破線で表示.

ばされた構造を有する低周波二次不安定波の波長は約 37 mm であり, 横流れ渦波長のほぼ 3 倍に相当する.

二次不安定波の成長における定在渦振幅の影響を調べる目的で, 人工粗さを設置しない状態で同様の実験を行った. この場合, イヤホンを設置した位置での定在渦振幅は約 5 % であり, 粗さを設置した場合のほぼ 4 分の 1 に相当する. 高周波 1.5 kHz で励起した場合, 印加された擾乱の振幅はコード方向に急激に減少し, 二次不安定性の成長に対するしきい振幅がかなり高いことがわかる. それとは対称的に, 160 Hz で励起した場合 (図 9), 印加された擾乱は流れ方向に減衰せずに移流し, 同時に横流れ成分と逆の方向に伝播する. この振る舞いは非定常横流れ不安定波のそれに類似するが, さらに下流において隣の低速領域に伝播した擾

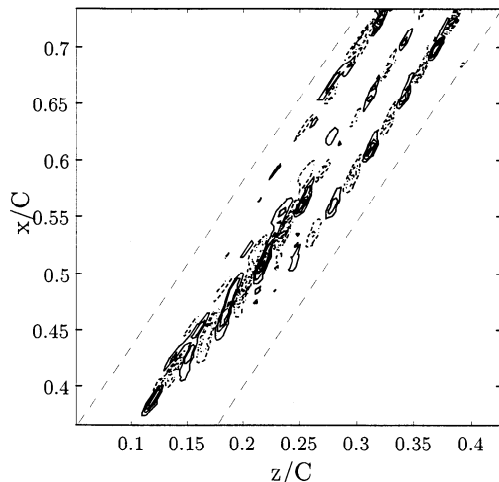


図 9. 人工粗さを設置しなかった場合の xz 平面における位相平均処理を施した変動速度成分の等高線図. 励起周波数 160 Hz, $y = 1.4$ mm, 等高線間隔は 0.05 %.

乱は渦軸方向に成長を始める. これは定在モードと進行波モードの干渉の結果であり, スパン方向に周期性を持った構造によって特徴付けられる.

図 10 は 160 Hz から 2.6 kHz の励起周波数に対して測定した二次不安定波の移流速度を示したものである. 高周波モードの移流速度が境界層外縁速度 U_e の約 78 % であるのに対して, 低周波モードのそれは約 47 % に相当し, それらは乱れ強さのピーク位置における局所流速にほぼ一致する.

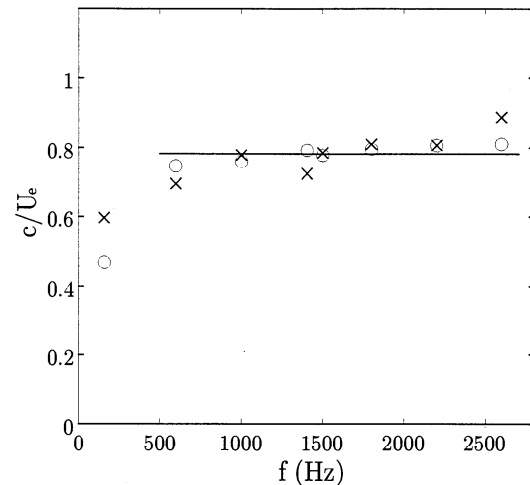


図 10. 二次不安定波の移流速度(○)と u_{rms} のピーク位置における局所流速(×)の比較

5. おわりに

後退翼前縁付近の流れ場を模擬したモデルを使用し, そこに発生する横流れ渦の安定性を調査した. 位相を制御した人工擾乱を印加することで, 横流れ渦の上部に発生する高周波, および低部に発生する低周波二次不安定性の挙動を明らかにした. 低周波モードの成長率は高周波モードの約 3 分の 1 であり, 主流乱れが小さい環境下では高周波モードが乱流遷移過程を支配すると考えられる. これらの結果は Högberg および Henningson⁴⁾ によって行われた DNS の結果と良く一致する.

参考文献

- 1) Reibert, M. S. and Saric, W. S., *AIAA paper* 97-1816.
- 2) Kohama, Y., Saric, W. S. and Hoos, J. A., *Proc. RAS Conf. on Boundary-Layer Transition and Control, Cambridge*, (1991), 4.1-4.13.
- 3) Fisher, T. M. and Dallmann, U., *Phys. Fluids*, A3 (1991), 2378-2391.
- 4) Högberg, M. and Henningson, D., *J. Fluid Mech.*, 368 (1998), 339-357.