

プレーンポワズイユ流れにおける流れ方向ストリークの 安定性に関する実験

河上充佳^{*}, Per Elofsson[†], Henrik Alfredsson[†]

Experiments on the Stability of Streamwise Streaks in Plane Poiseuille Flow

by

Mitsuyoshi Kawakami, Per Elofsson and Henrik Alfredsson

Institute of Fluid Science, Tohoku University

ABSTRACT

The development and stability of streamwise streaks are studied in an air-flow channel experiment at sub-critical Reynolds numbers. The streaks were generated by continuous suction through small slits at the wall. The streak amplitude first grows algebraically, and if the amplitude exceeds a certain threshold secondary instability in the form of travelling waves is observed. These waves give rise to high u_{rms} values in the region of large spanwise mean flow gradient. Measurements with two hot-wire probes indicate that velocity fluctuations are 180° out of phase at two neighbouring peaks at each side of a low velocity region. Furthermore flow visualization clearly shows the oscillation of the low velocity region and implies the existence of a sinuous type instability.

Measurements were also made with controlled disturbances where earphones were used to force the secondary instability. Data filtered in a narrow band provides the growth rate as well as phase speed of the secondary instability. Several of these features suggest that the instability is of inflectional origin. Finally the disturbance breaks down and the flow undergoes transition to turbulence. It is hypothesized that this scenario resembles certain types of bypass transition.

Key Words : bypass transition, streaky structure, secondary instability.

1. はじめに

三次元擾乱のノンモーダルな増幅は多くのせん断流れ場で起きる亜臨界遷移の主因であると考えられ、近年多くの研究者の関心を呼んでいる。Gustavsson (1991) は粘性プレーンポワズイユ流れの線形解析を行い、亜臨界レイノルズ数域において三次元擾乱が時間的に線形成長した結果、流れ方向に引きのばされた構造、即ちストリーク構造が生じる可能性を指摘した (transient growth)。しかしながら、このストリーク構造がいかに成長しよう

ともそれ自身によって流れ場が乱流に遷移することはない。ストリークの振幅があるしきい値に達すると流れ場は不安定となり、時間依存型の不安定波 (二次不安定波) が発生し、乱流遷移する。

同様に凹壁面上、もしくは系の回転や浮力の影響によって縦渦が発生するせん断流れ場においても、ストリーク構造に起因した進行波型不安定性が観察されている。これら縦渦の運動によって、流れ場にはスパン方向に交互に低速・高速領域をもつストリーク構造が誘起され、二次不安定波が発生する。Swearingen & Blackwelder (1987) は遠心力不安定によって凹面上に発達した

* 東北大学流体科学研究所

† Department of Mechanics, Royal Institute of Technology

Görtler 渦の崩壊プロセスを詳細に調査し、二次不安定性はスパン方向の変曲点型速度分布に起因すると結論づけている。

本研究では、亜臨界レイノルズ数域におけるストリークの瞬時的成長 (transient growth) およびその不安定特性を取り扱う。実験はポワズイユ流れにおいて行い、吸い込みによってストリーク構造を人工的に誘起する。熱線流速計による流れ方向速度変動の測定、および煙法による可視化を行った。

2. 実験装置および方法

実験は王立工科大学 (KTH) 地下室に設置された空気流チャンネルを使用して行われた。これは Klingmann (1992) によって使用されたものと同じであり、二枚の平行な 10mm 厚ガラス板からなる (図 1)。遠心ファンから供給された空気は収縮比 40 : 1 の収縮部によって加速され、幅 830mm、長さ 1900mm、高さ 8.2mm のチャンネル部分に入る。今回擾乱印可用に新たに二つの可回転アルミニウムプラグが上側ガラス板に取り付けられた。上流側プラグは定在擾乱を下流側プラグは時間周期の二次擾乱を印可するためのものである。なお全ての熱線流速計による測定が終了した後に、上流側プラグに煙用スリット (幅 65mm × 長さ 1mm) が設けられた。

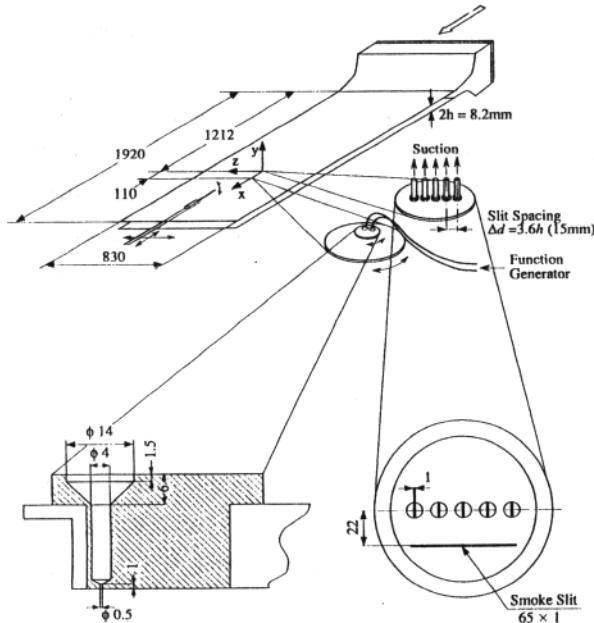


図 1. 実験装置 (単位 : mm)

2.1 一次擾乱

上流側プラグに設けられた五つのスリット (幅 1mm、長さ 10mm) からの吸い込みによってスパン方向に規則的なストリーク構造を誘起する。可回転な大小プラグを併用することによって、スリットを流れ方向に揃えたままストリーク波長を 0mm から 15mm まで変化させるこ

とが可能になる。また各々のスリットからの吸い込み率を個々に調整することで、スパン方向に異なる正弦波型分布が得られる。スリット位置に高速領域、そしてそれらの間に低速領域が発達する。

2.2 二次擾乱

ストリーク上に発達する時間依存型二次不安定波の発達を調べるため、下流側プラグ上に 6mm 離れて設けられた二つの小穴 (直径 0.5mm) から、位相を制御した擾乱が印可された。一次擾乱プラグと同様に二つの可回転プラグを併用することによって、二つの小穴の間隔を変えずに任意のスパン方向位置に擾乱を印可することが可能である。関数発生器からの正弦波は二つのイヤホンに同位相もしくは逆位相で送られ、64 : 1 の面積比によって吹き出し・吸い込みに変換される。今回の実験で印可された二次擾乱の rms 値は層流中心線速度の 0.6% 以下である。特に記述しない限り実験はストリーク間隔 $\lambda_z = 15\text{mm}$ ($\approx 3.6h$)、レイノルズ数 $Re(U_{CL}h/\nu) = 2000$ で行われた。なお y 軸原点はチャンネル中心位置とし、全ての長さおよび速度はそれぞれ半チャンネル高さ h 、層流中心線速度 U_{CL} によって無次元化されている。

3. 実験結果

3.1 ストリーク構造

吸い込みによってハイモーメントの流体が壁付近に引き寄せられ、その結果スパン方向に低・高速領域が交互にならんだストリーク構造が発達する。数種類の異なる吸い込み率における (a) ストリーク振幅 ΔU および相当する (b) u_{rms} の x 方向への成長の様子を図 2 に示す。

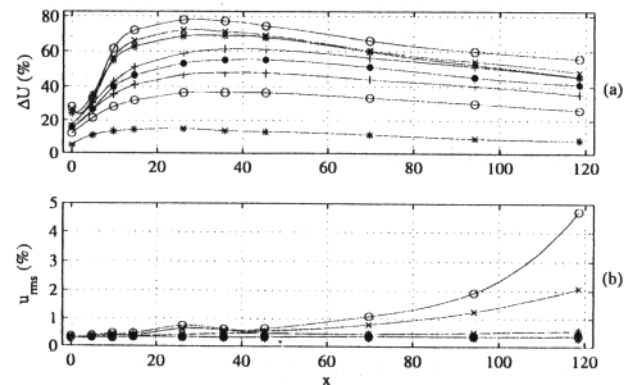


図 2. (a) ストリーク振幅 ΔU および (b) u_{rms} の成長

異なる記号は初期ストリーク振幅の違いによる。

ストリーク振幅の初期成長は x に関して線形であり、飽和したのち粘性によって緩やかに減衰する (transient growth)。ほとんどの場合において u_{rms} の値は一定のままであるが、ストリーク振幅の最大値 ΔU_{max} が U_{CL} の 70% をこえる二つの場合において、 u_{rms} は x 方向に特筆すべき成長を示す。

3.2 二次不安定性 (非励起)

u_{rms} の成長を促すのに十分な吸い込みを行ったときの (a) U_d および (b) u_{rms} の等高線図を図3に示す。ここで U_d は平均速度場から各々の x 位置でのスパン方向平均速度を差し引いたものである。 rms の分布は二次不安定性が最初に低・高速領域の間で現われることを示し、対数等高線の間隔がほぼ等しいことから、その成長が指数関数的であることもわかる。

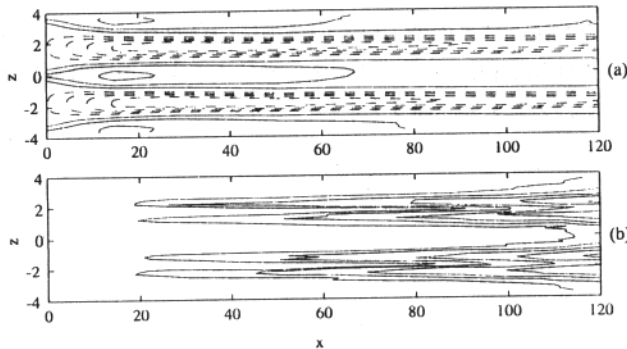


図3. x - z 平面における (a) U_d および (b) u_{rms} の等高線図 $y=0.63$, $U_d=\pm 10\%, \pm 20\%, \dots$, $u_{rms}=0.6\%, 1\%, 1.6\%, 2.7\%, \dots$ 負の等高線は破線によって示されている。

図4に x - z 平面における流れ場の可視化写真を示す。流れは左から右であり、グリッド線の間隔は両方向ともに 50mm, 最左端の垂直線は $x=150\text{mm}$ に相当する。スリットから注入された煙は低速領域の中心部分に集中する。ストリークは初期にはかなり安定であり $x=200\text{mm}$ 付近まで全く歪みをみせないが, $x=220\text{mm}$ 付近でスパン方向に振動し始め, $x=320\text{mm}$ 付近でストリークの崩壊が始まる。写真より, 二次不安定性としては反対称モードが支配的であることがわかり, 流れ方向の波長 λ_x はおよそ 20mm であると概算される。なお熱線流速計による測定結果に比べ乱流遷移が早められるのは, 煙の注入に伴う微小モーメントの流入のためと思われる。

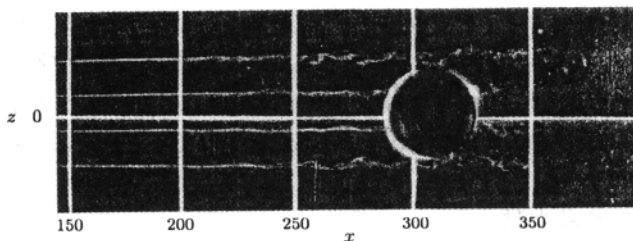


図4. 上壁面近くの流れの可視化 (単位: mm)

更に二つの隣り合う u_{rms} のピーク位置に二本の熱線を配置し同時に速度変動を測定した結果, 反対称モードが優勢であること, およびこの不安定波が U_{CL} のおよそ 67% の位相速度で進行していることを確認している。

3.3 二次不安定性の励起

ストリークの振幅が最大値に達するあたり ($x=27$) に

おいてイヤホンを用い, 二次不安定波を人工的に励起する。二次擾乱を印可するスパン方向位置として, 最も効果的な $z=1.0$ および 2.4 が選ばれた。これらは低速領域を挟んで隣り合う, スパン方向の速度勾配が最も大きくなる位置に相当する。まず $z=1.0$ のみを用いて二次擾乱印可条件を決定する。

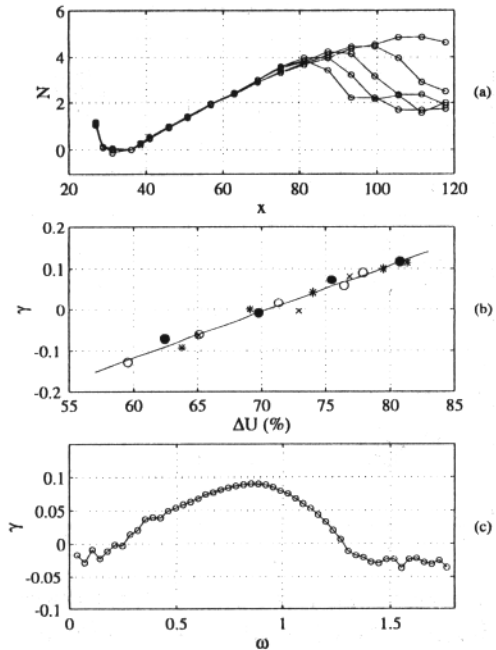


図5. (a) 異なる印可振幅に対する振幅成長 ($N=\ln(u/u_0)$), (b) ΔU_{max} と γ の関係, Re : \circ , 2000; \bullet , 2500; $*$, 2900, (c) γ の印可周波数 ω への依存性

図5 (a) に二次擾乱の印可振幅を $u_{rms}=0.12\%$ から 0.6% まで変化させた場合の x 方向への振幅成長の様子を示す。この図は印可周波数 $f_0=250\text{Hz}$, $\Delta U_{max}=78\%$ の場合の結果である。振幅の初期成長が指数関数的であること, およびその成長率が印可振幅に依存しないことがわかる。続いて成長率 γ と ΔU_{max} の関係を示した図5 (b) から, 二次擾乱の成長に対してストリーク振幅にしきい値 ($\Delta U_{max}=0.7U_{CL}$) が存在すること, ストリーク振幅と成長率の間に線形関係があることおよび成長率はレイノルズ数に依存しないことが明らかである。さらに図5 (c) は異なる角周波数 ($\omega=2\pi f_0 h/U_{CL}$) への成長率の依存性を示しており, この結果は Walleffe (1995) による安定計算の結果と良く一致する。以上より二次擾乱印可条件として $u_{rms}=0.24\%$, $\Delta U_{max}=78\%$, $f_0=250\text{Hz}$ を選択した。この条件において, 流れ場はチャンネル内で遷移に至る。二つのイヤホンを用いて反対称モードおよび対称モードの励起を試みたが, 本実験条件において対称モードの成長は捉えられず, 以下に反対称モード励起の結果のみを報告する。

(a) U_d , (b) u_{rms} および印可周波数 f_0 もしくはそのハーモニック周波数周辺でフィルターをかけた $(u_{rms})_f$ の

等高線図を図 6 に示す。(c) f_0 および (e) $3f_0$ の周波数成分は二つのピークを持つ分布を示し、それらは平均速度のスパン方向勾配が大きな位置、すなわち変曲点付近に位置することがわかる。それに対して (d) $2f_0$ および (f) $4f_0$ の分布はピークを一つだけ持ち、それらは低速領域の中心に位置する。以上の結果は二次不安定波が反対称モードであることを支持するものである。

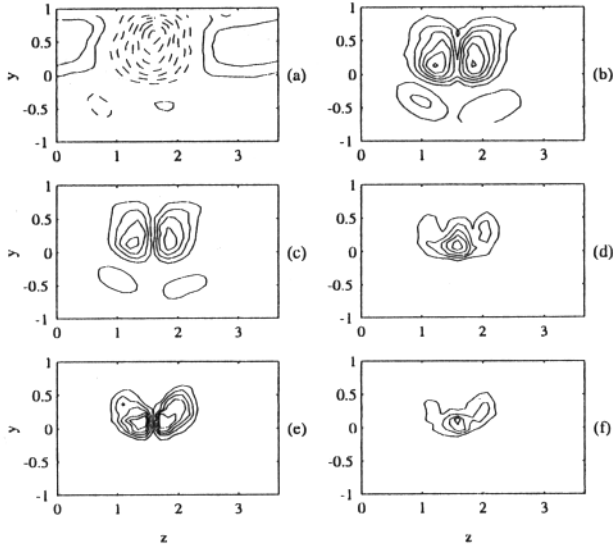


図 6. y - z 平面 ($x=75$) における (a) U_d , 等高線間隔 6%, (b, c) u_{rms} , $(u_{rms})_f$, 1%, (d) $(u_{rms})_{2f}$, 0.2%, (e) $(u_{rms})_{3f}$, 0.02%, (f) $(u_{rms})_{4f}$, 0.01%

図 7 (a) に様々な印可周波数における位相成長の様子を示す。測定は $y=0.26$ において行われ、印可周波数 f_0 は 150Hz から 350Hz の範囲を用いた。これらの直線の傾きから個々の周波数に対する位相速度 c が求まる。

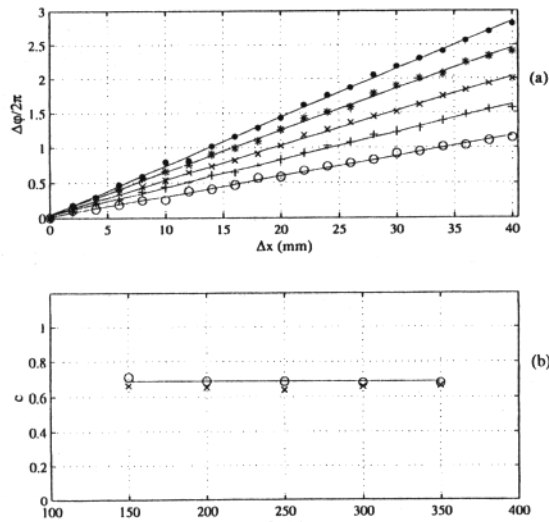


図 7. (a) 異なる印可周波数に対する位相発達, f_0 : ○, 150Hz; +, 200Hz; ×, 250Hz; *, 300Hz; ●, 350Hz, (b) 位相速度 (○) と u_{rms} のピーク位置における局所速度 (×) の比較, 直線は $c=0.69$.

図 7 (b) は印可周波数 f_0 の変化に対して位相速度がほぼ一定の値 $0.69U_{CL}$ をとることを示し、その値は前項で得

られた値 $0.67U_{CL}$ と近い。比較のために u_{rms} のピーク位置 (図 6 (b)) における局所速度も示しているが、得られた位相速度と良く一致する。

最後に二次不安定波の流れ方向波数 α と、ストリーク波長 λ_z を基本としたスパン方向波数 β の関係を図 8 に

$$\alpha = \frac{2\pi fh}{c} \quad \beta = \frac{2\pi h}{\lambda_z}$$

示す。ここで f は各々の λ_z に対して最も成長率の大きい周波数であり、位相速度 c は一定である。図より明らかなように β の増加は α の増加につながり、ストリークの間隔が狭まることに伴って二次不安定波の波長が短くなることを示唆する。

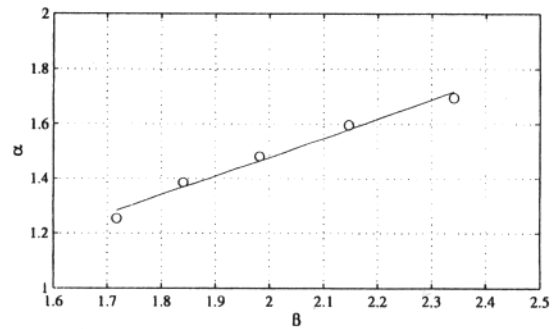


図 8. 流れ方向およびスパン方向波数間の関係, 直線は $\alpha=0.70\beta+0.087$.

4. おわりに

亜臨界レイノルズ数域のポワズイユ流れにおいてストリーク上に発生する二次不安定性を調べるため、吸い込みによってストリークを誘起した。その結果

- (1) ストリーク振幅は初期に線形成長し、飽和したのち粘性により減衰する transient growth の傾向を示した。
- (2) ストリーク振幅があるしきい値を超えるとスパン方向の高せん断領域に二次不安定波 (反対称モード) が発生する。
- (3) 二次不安定波の初期成長は指数関数的であり、成長率はストリーク振幅に関して線形的に増加する
- (4) さらに成長率はレイノルズ数に依存せず、この不安定性が変曲点型であることを強く示唆する。

参考文献

- (1) Klingmann, B. G. B. ; *J. Fluid Mech.* 240 (1992) 167-195.
- (2) Gustavsson, L. H. ; *J. Fluid Mech.* 224 (1991) 241-260.
- (3) Swearingen, J. D. & Blackwelder, R. F. ; *J. Fluid Mech.* 182 (1987) 255-290.
- (4) Waleffe, F. ; *Stud. Appl. Math.* 95 (1995) 319-343.