

No.13

乱流変動を伴う境界層における壁近傍ストリーク構造の発生と成長

浅井雅人（都科技大），田部井康一（都科技大），小西康郁（都科技大）

Appearance and growth of near-wall low-speed streaks in a boundary layer subjected to turbulent fluctuations

M. Asai, K. Tabei and Y. Konishi

Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan Institute of Technology

Appearance and growth of near-wall low-speed streaks are examined in the transition process of boundary layer relaminarized by suction through a short strip of perforated wall. Near-wall streaks are almost completely suppressed by the boundary-layer suction. Immediately downstream of the suction strip, residual turbulent fluctuations convecting from upstream can generate low-speed streaks. Subsequently the streaks break down due to their instability, leading to retransition to wall turbulence. The low-frequency fluctuations associated with the near-wall streaks are found to grow algebraically up to 10% of the free-stream velocity in term of r.m.s value of u -fluctuation. The spacing of near-wall streaks appearing in the retransition process is not so different from that of developed wall turbulence without suction.

Key Words: Turbulent boundary layer, Boundary-layer suction, Low-speed streaks, Transition

1 緒 論

乱流境界層の壁近くには、低速・高速領域がスパン方向に筋状に並んだストリーク構造やそれに重畳した縦渦列が存在することは周知である¹⁾。低速ストリークは、それ自身の不安定性により組織渦構造（蛇行縦渦列）の生成と崩壊を繰り返し、壁乱流の生成維持に重要な役割を果していると考えられている²⁻⁵⁾。従って、ストリークの成長機構並びにその不安定機構を明らかにすることは乱流研究の重要な課題の一つである。

この点を踏まえ、層流境界層中に人工的に低速ストリークを生成し、ストリーク不安定の特徴を詳細に調べてきた⁶⁾。今回の研究では、もう一方の重要な課題であるストリークの発生過程に注目する。乱流境界層に局所的に壁面吸込みを行うと壁近くのストリーク構造が一旦消滅する。本研究では、吸込み領域下流で始まる再遷移過程に着目し、残留乱流変動により低速ストリークがどのように生成されていくかを調べている。

2 実験装置及び方法

実験は、200mm×300mm の矩形断面をもつ小

型吹出し式風洞測定部下壁の境界層を利用して行われた。図1のように、測定部最上流には、直径3mm、高さ5mmの円柱群が6mm間隔で具一致に2列並べてあり強制的に乱流に遷移させている。この遷移促進用円柱群の500mm下流位置から流れ方向長さ100mmにわたってスパン幅160mmの吸込み領域がある。吸込み領域には直径0.3mmの孔が1mm間隔で千鳥状に開けられており、絞り部を経由して流量計さらに空気吸引器（掃除機を利用）につながれている。吸込み流量

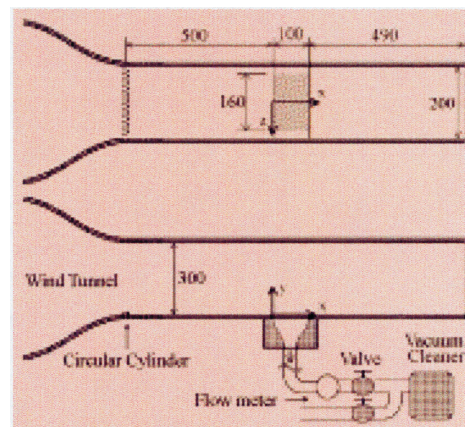


図1 実験装置 (mm)。

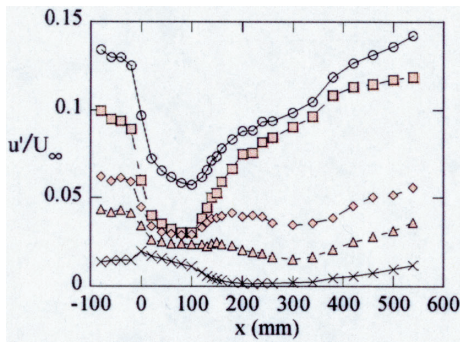


図2 u 変動の各周波数成分の発達 ($y=1$ mm 位置で測定): $V_s/U_\infty=10\%$. \circ ; total r.m.s u' , \square ; $u'_{0.5-25}$, \diamond ; $u'_{25.5-50}$, \triangle ; u'_{50-75} , \times ; $u'_{200.5-300}$.

は、流量計と吸引機をつなぐ管の途中に取り付けられた開閉バルブにより調節される。

x 方向の平均速度 U および変動 u の測定は定温度型熱線風速計でなされた。I 型熱線プローブの受感部は 1mm である。また、PIV 計測により瞬間の壁近傍ストリーク構造を捉えた。以下の実験は、すべて主流（一様流）速度 $U_\infty = 4\text{m/s}$ で行なわれた。境界層は、吸込み領域に達するまでに対数速度分布をもつ乱流境界層に発達しており、吸込みを行わない場合、運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 R_θ は、吸込み領域の上流端 ($x=0$) で約 700, $x=500\text{mm}$ 位置で約 1000 である。また、吸込み総流量 Q_s を吸込み領域面積 A ($100\text{mm} \times 160\text{mm}$) で割った平均速度 V_s ($=Q_s/A$) で吸込み速度を定義している。

3 実験結果及び考察

まず、境界層吸い込みによる再層流化および吸込み領域を通過後の境界層の特徴を概説する。

上流で十分発達した乱流境界層は吸い込み領域で壁領域を吸い込まれ、壁近くの流れは層流化に向かう。壁近くの速度変動成分、特に壁近くの低周波成分も吸込みと同時に急減少する。その結果、吸込み領域通過後は、 $V_s/U_\infty=5\%$ で壁近くの u 変動の最大実効値は主流速度の 6% 程度に、 $V_s/U_\infty=10\%$ では 5.5% 程度にまで減少する。また、吸込み領域直後の $x=120\text{mm}$ での運動量厚さ θ は、 $V_s/U_\infty=5\%$, 10% , 15% の場合でそれぞれ約 2.1mm, 1.4mm, 1.0mm であり、 θ に基づくレイノルズ数 R_θ は、それぞれ約 550, 380 及び 270 である。ここで、境界層吸込み無しの場合では、 $\theta=3.1\text{mm}$ である。これらのレイノルズ数は平板境

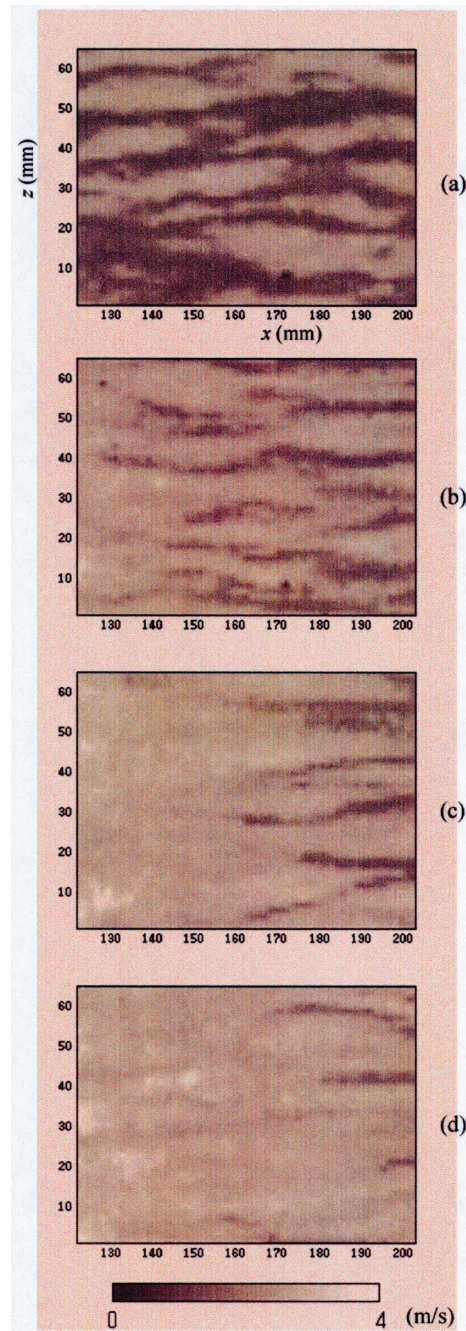


図3 瞬間流れ方向速度成分の等値線 ($y=1$ mm). (a); 吸込み無し, (b); $V_s/U_\infty=5\%$, (c); $V_s/U_\infty=10\%$, (d); $V_s/U_\infty=15\%$.

界層の最小遷移レイノルズ数である約 130⁷⁾ より大きく、従って、この程度の残留乱流変動が存在すれば再遷移が十分可能である。その様子を見るために u 変動のパワースペクトル密度 $P(f)$ を測定し、各周波数成分の消長を詳細に調べた。図 2 は、吸込み $V_s/U_\infty=10\%$ の場合について、スペクトルから 0~25Hz, 25~50Hz,

50~75Hz, 200.5~300Hz の周波成分を抽出し、それらの実効値 $u'_{0.5-25}$, $u'_{25.5-50}$, $u'_{50.5-75}$, $u'_{200.5-300}$ の x 方向変化を示している。ここで、例えば、 $u'_{0.5-25}$ は、

$$u'_{0.5-25} = \left(\int_{0.5}^{25} P(f) df \right)^{1/2}$$

である。図のように、特に 25Hz 以下の低周波の成長が顕著に見られ、増加する実効値のほとんどを占めて壁近くの低周波は低速ストリークの消滅・復活に関係していると推測される。そこで、吸込み終了後の壁近くの流れ場をより詳細に調べるため、PIV 計測により壁近くの瞬間速度場を測定した。図 3 は $x=120\text{mm}\sim 200\text{mm}$ の領域の壁近く ($y=1\text{mm}$) の流れ方向速度の x - z 面内等値線図である。図 (a) は吸込みの無い場合の乱流境界層で、低速領域、高速領域が交互に並びかつ蛇行したストリーク構造が顕著に見られる。図 (b)、図 (c)、図 (d) は、それぞれ $V_s/U_\infty=5\%$ 、 10% 及び 15% の境界層吸込みを適応した場合の瞬間速度場である。いずれも、典型的なものである。吸込み量の大小にかかわらずストリークは一旦消滅するが、 $V_s/U_\infty=5\%$ の場合は吸込み終了後すぐに、 $V_s/U_\infty=10\%$ の場合は $x=150\text{mm}$ 位置付近から再び発達をはじめ。ただし、境界層が薄い $V_s/U_\infty=15\%$ の場合には $x=200\text{mm}$ 付近でようやく弱いストリークが出現し始める程度である。このように、吸い込みにより一旦消失した壁近傍ストリーク構造が復活していくのは、吸込み領域通過後も $u'_m/U_\infty=5\%$ 以上の乱流変動が上流から流下して、その強い攪乱に対する壁近傍流れの応答の結果であると考えられる。とくに、吸込み量の少ないほど、レイノルズ数も大きくかつ残留変動の強さも大きいので残留変動の影響をより大きく受け、より速やかにストリークの発生を促すと考えられる。

このような強い乱流変動によるストリーク構造の増幅は、気流乱れが大きな場合（速度変動が主流の数%）の平板境界層のバイパス境界層遷移の観察⁸⁾とときわめて共通している。従って、バイパス遷移機構として提案されている過渡増幅（Transient Growth）⁹⁻¹¹⁾との関連についても検討すべきである。図 4 は、吸込み終了後の $V_s/U_\infty=5\%$ 、 10% 、 12% 、 15% の場合の低周波 ($f<25\text{Hz}$) の実効値 $u'_{0.5-25}$ を x に対して表示している。いずれの場合も、まず吸込み領域通過直後か

ら \sqrt{x} に比例して増大する。この代数的増幅は、主流速度の 10% 程度に達するまで続き、その後一旦増幅が止まる。低周波の最初の増幅段階は、図 4 と対応すると、ストリークの発生段階と対応しており、 $u'_{0.5-25}/U_\infty=10\%$ を越え増幅が停滞した段階ではおそらくストリーク構造が十分発達した段階だと推測される。そこで、図 3 のさらに下流の壁近くの流れを PIV で調べると、図 5 のように、流れ方向にほぼまっすぐ伸びた（わずかに蛇行）ストリーク構造の形成が見られる。

図 4 の結果に戻ると、増幅が一旦ゆるやかかいは止まった後、さらに下流（例えば、 $V_s/U_\infty=5\%$

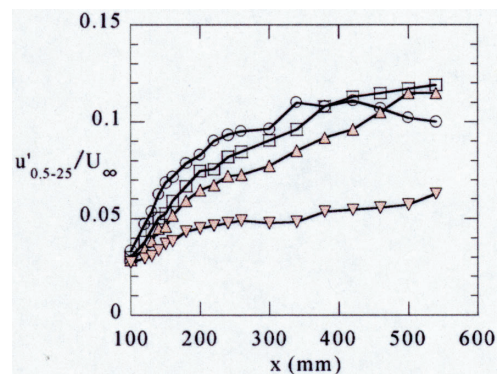


図 4 低周波変動 ($f<25\text{Hz}$) の発達。○; $V_s/U_\infty=5\%$, □; $V_s/U_\infty=10\%$, △; $V_s/U_\infty=12\%$, ▽; $V_s/U_\infty=15\%$ 。

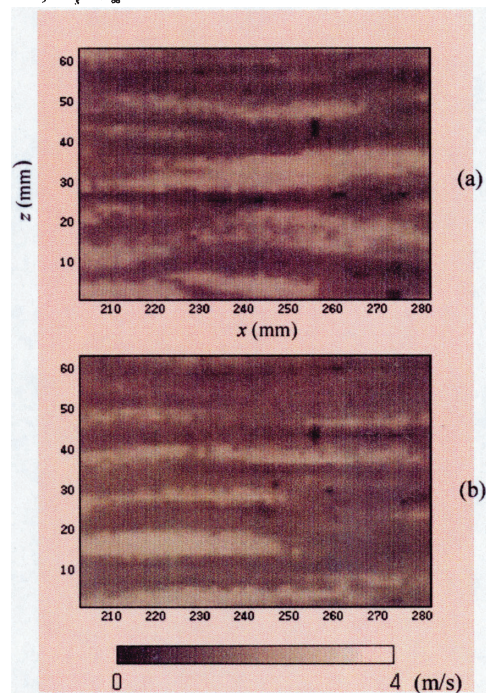


図 5 流れ方向速度の等値線 ($y=1\text{mm}$). (a); $V_s/U_\infty=5\%$, (b); $V_s/U_\infty=10\%$ 。

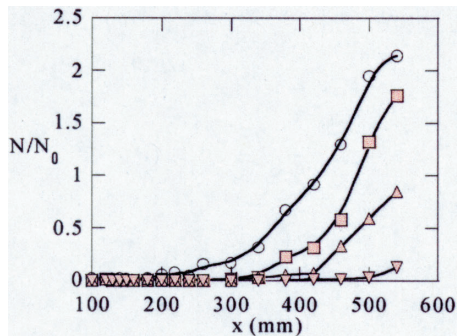


図6 パースト頻度の推移 ○; $V_1/U_\infty=5\%$, □; $V_1/U_\infty=10\%$, △; $V_1/U_\infty=12\%$, ▽; $V_1/U_\infty=15\%$.

では $x>300\text{mm}$, $V_1/U_\infty=10\%$ では $x>350\text{mm}$) で再び低周波が増大するのが観察される。これは、低速ストリークが十分発達すると不安定を起し蛇行を開始し始めることによると思われる。実際、熱線流速計データを用いて VITA¹²⁾によりパースト頻度(吸込み無しの場合のパースト回数 N_0 でスケール)を解析すると、図6のように、低周波が再び増大するにつれて、パースト回数が急速に増加するのがわかる。これは、ストリークが蛇行をはじめると低速、高速流体の界面で強い剪断が生じパーストが起こることに対応していると考えられる。

最後に、再遷移領域で発達するストリークの間隔について言及する。吸込み後の再遷移過程で現れるストリークの間隔は、いずれの場合も約 8~9mm を中心に分布しており、吸込み無しの場合とほぼ同じである。境界層吸込みにより境界層の運動量厚さは、前述のように大きく減少し、 $V_1/U_\infty=10\%$ の場合には吸込み無しの場合の半分以下になっているが、ストリーク間隔は吸込み無しの場合と大きな違いは無い。いずれの吸込み強さの場合もストリークを生み出す変動は、上流から流下する乱流境界層中の乱れであり、自然状態の乱流境界層の変動と本質的に同じである。従って、この結果は、ストリークの形成が、剪断層厚さのみならず、それを惹起する境界層中の(残留)乱流変動の性質に強く依存することを意味している。

4 結 言

本研究では、境界層吸込みにより乱流境界層の壁近くの流れを一旦層流化し、吸込み領域下流で

の再遷移過程を詳細に調べた。特に注目したのは、壁近傍ストリーク構造が下流領域でどのように復活・成長し乱流構造の形成に導くかである。まず、ストリーク構造が代数的増幅により成長し、バイパス遷移で観察されるような流れ方向に長く伸びたストリークが発達する。ただし、発生するストリークの間隔は、吸込み強さに関わらず吸込み無しの乱流境界層のそれと大きな違いは無い。これは、層流境界層(ブラジウス流)の過度増幅の理論解析(線形理論)では、境界層厚さよりも大きな間隔のストリークが最も現れやすいという予測がなされているが、本実験のような強い乱流変動により生み出されるストリークは、境界層中の攪乱(ここでは残留乱流変動)のもつ特性に大きく支配されることを示唆する。

謝 辞

本研究は、部分的に学術振興会科学研究費補助金基盤研究C(13650963)、文部科学省科学研究費特定領域研究B(12125203)、並びに東京都特定学術研究費の援助を受けた。

引用文献

- 1) Robinson, S.K.: Ann. Rev. Fluid Mech. 23 (1991) 601.
- 2) Jeong J, Hussain F, Schoppa W & Kim J: J. Fluid Mech. 332 (1997) 185.
- 3) Hamilton J.M., Kim, J. and Waleffe, F.: J. Fluid Mech. 287 (1995) 317.
- 4) Itano, T. and Toh, S.: J. Phys. Soc. Japan 70 (2001) 703-716.
- 5) Schoppa, W. and Hussain, F.: Fluid Dyn. Res. 26 (2000) 119-139.
- 6) Asai, M, Minagawa, M and Nishioka, M: J. Fluid Mech. 455 (2002) 289-314.
- 7) Asai, M. and Nishioka, M.: J. Fluid Mech. 297 (1995) 101-122.
- 8) Matsubara, M., and Alfredsson, P.H.: J. Fluid Mech. 430 (2001) 149-168.
- 9) Andersson, P., Berggren, M. and Henningson, D.S.: Phys. Fluids 11, (1999) 134.
- 10) Luchini, P.: J. Fluid Mech. 404 (2000) 289.
- 11) Reshotko, E: Phys. Fluids 13 (2001) 1067-1075.
- 12) Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E.: J. Fluid Mech. 76 (1976) 89-112.