

壁近傍ストリーク構造の不安定性

浅井 雅人 (都科技大) 皆川 真之 (都科技大院)

Instability of near-wall streak in laminar boundary layer

by

Masahito ASAI and Masayuki MINAGAWA

Dept. Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan Inst. Tech.

ABSTRACT

The instability of three-dimensional high-shear layer associated with a near-wall streaky structure is studied experimentally. A single low-speed streak is generated in a laminar boundary layer by means of a small piece of mesh set normal to the wall, and symmetric and anti-symmetric wave modes are excited through the wall orifice. The instability characteristics of the symmetric and anti-symmetric modes, which are essentially governed by the instabilities of the normal-to-wall and spanwise velocity distributions respectively, are presented. The development and breakdown of these instability modes are also examined.

Key Words: boundary layer, low-speed streak, flow instability, wall turbulence

1. まえがき

乱流境界層の壁近くには低速・高速領域が筋状に並んだいわゆるストリーク構造が存在し、壁乱流における組織渦構造の再生過程に重要な役割を果たしている¹⁾。壁近傍ストリーク構造の形成は、遷移過程においても重要であり、ゲルトラー渦²⁾が発達する凹面壁境界層の遷移過程はもちろんのこと、T-S波動の成長から始まる境界層遷移の後期段階や強い主流乱れの元でのバイパス遷移過程においても乱流発生に先行して現れる^{3, 5)}。特に低速ストリークの発達は垂直と水平方向に変曲型速度分布の存在を意味し、その三次元高剪断層の不安定性がストリーク構造の崩壊を引き起こすと考えられる。しかしながら、その不安定特性を詳細に調べた実験はほとんどなされていない。本研究では、層流境界層中に単一の低速ストリークを実現し、その不安定特性を実験的に調べている。

2. 実験装置及び方法

実験は、400mm×400mmの吹き出し式風洞を用いて行なわれた。境界層平板は、長さ1100mm厚さ10mmの亚克力板であり、前縁は楕円形に加工してある。座標系は、前縁から流れ方向に x 、平板上面に垂直上向きに y 、スパン方向に z (スバ

ン中心を $z=0$) である。前縁から500mm下流位置に幅7.5mm、高さ2.5mmの40メッシュ網片を壁に垂直に取り付けてあり、この網の下流には逆流領域のない層流状態の単一の低速ストリークが形成される。網 ($x_0=500\text{mm}$) のすぐ下流位置には、攪乱導入用の3つの小孔 (直径3mm) が開けてある。一つは網の10mm下流のスパン中心位置にあり対称攪乱励起に使用され、残りの2つは網の15mm下流のスパン中心から対称に5mmづつ離れた位置 ($z=\pm 5\text{mm}$) にあり反対称攪乱の励起に使用される。それぞれの小孔はビニールホースでラウドスピーカにつなぐれ単一周波数の正弦信号で駆動することにより規則的な攪乱を導入できる。ただし、反対称攪乱の励起には2つのラウドスピーカを逆位相で駆動する。

平均速度 U および変動 u の測定は熱線風速計で、可視化はスモークワイヤ法で行なわれた。実験はすべて主流流速 $U_\infty=4\text{m/s}$ でなされた。網を取り付けた $x=500\text{mm}$ 位置での境界層排除厚さは2.4mmであり、網の高さはこの排除厚さにほぼ一致するように選んでいる。

3. 実験結果および考察

図1は、網の50mm下流 ($x-x_0=50\text{mm}$) の U の y 方向および z 方向の速度分布である。図のように、

y方向の変曲型分布 (tanh分布で近似できる) と壁近くには伴流型スパン方向速度分布をもつ三次元高剪断層が発達する. このような壁近くの速度欠損分布はかなり下流まで持続し, 低速ストリークが実現される. ここで, 不安定な速度分布のため変動が増幅するが, 風洞の乱れの小さいこともあり網から200mm下流でも乱れ強度 (r.m.s.値) は3%程度であり観察範囲内では層流状態を維持している.

まず, 前述の2種類の励起方法により対称モードおよび反対称モードが励起できることを確認する. 図2(a)は, スパン中心孔 ($z=0$) から正弦波攪乱 ($f=110\text{Hz}$) を導入したとき励起される対称モードの不安定波動を $x-x_0=50\text{mm}$ 位置で測定された u 変動の実効値 u' の $y-z$ 分布で表している. 図のように, y 方向剪断層 ($\partial U/\partial y$) 上だけでなくスパン方向剪断層 ($\partial U/\partial z$) 上でも大きな振幅を持つ波動モードが励起されるのがわかる. 図2(b)は, $z=\pm 5\text{mm}$ 位置に開けられた2つの孔からの逆位相攪乱により励起された反対称モードの実効値 (u') の $y-z$ 分布である. 励起周波数は60Hzである. スパン対称位置 ($z=0$) で振幅が零になり $\partial U/\partial z$ が最大となる $z=\pm 3.5\text{mm}$ 付近で最大振幅をとる不安定モードが確かに励起されるのがわかる. もちろん, 攪乱の位相が $z=0$ を境に 180° 反転していることを確認している.

図3(a)は, 種々の周波数の対称モードの発達を最大実効値振幅の x 方向変化で示している. 図のように増幅率の周波数選択性は顕著であり, 少なくとも網の100mm下流 ($x-x_0=100\text{mm}$) までは110Hz~120Hz攪乱が最も増幅が激しいのがわかる. $x-x_0=100\text{mm}$ 以遠では $\partial U/\partial y$ 剪断層が徐々に粘性拡散するだけでなくストリークのスパン幅が小さくなるため攪乱の増幅が緩やかになるか或いは増幅が止まる. 一方, 図3(b)は反対称モードの増幅特性 (最大実効値振幅の x 方向変化) を各励起周波数について比較している. 最大増幅攪乱の周波数は60Hz付近であり, 対称モードの最大増幅攪乱の周波数の約半分である. 最大増幅率も対称モードのそれより小さいが, いずれの周波数攪乱も測定 x 範囲内ではほぼ一定の増幅率で指数関数的に増幅している. これは, 低速ストリークが網100mm下流以遠でもまだ顕著に持続し伴流型速度分布が続いていることによる. これら対称, 反対称モードの不安定特性をより理解するため, $x-x_0=50\text{mm}$ 位置における対称位置での y 方向速度分

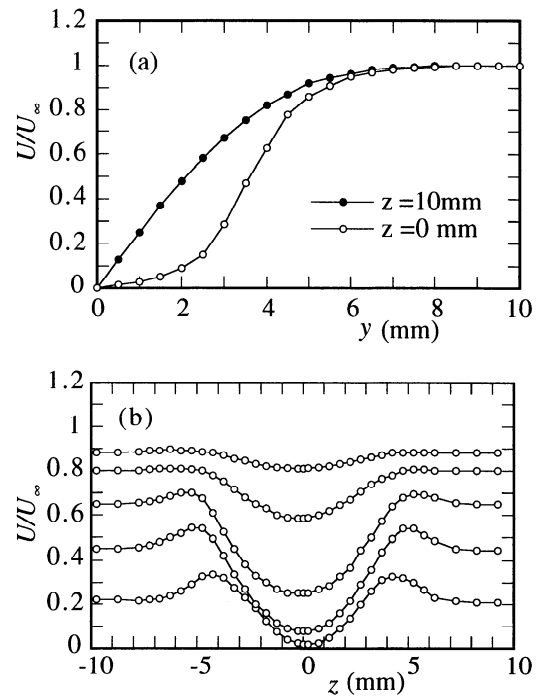


図1 平均速度分布 ($x-x_0=50\text{mm}$): (b) は上から $y=5\text{mm}, 4\text{mm}, 3\text{mm}, 2\text{mm}, 1\text{mm}$

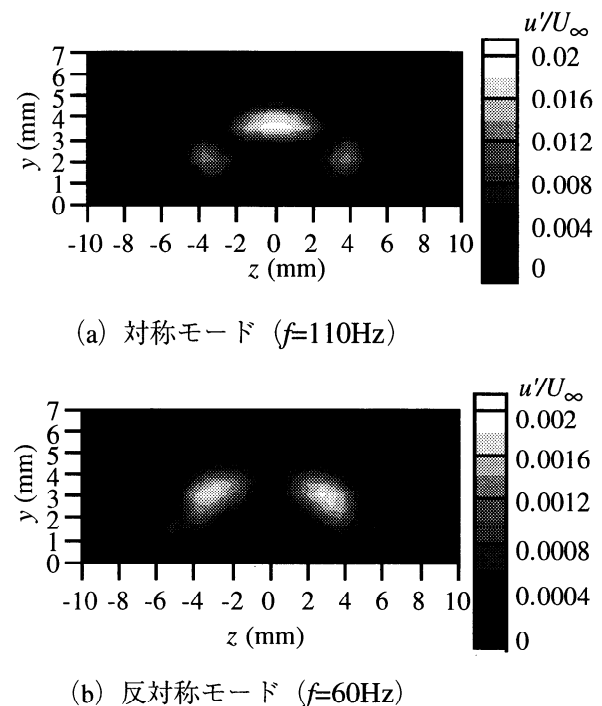


図2 攪乱の振幅分布 ($x-x_0=50\text{mm}$)

布 $U = U(y)$ と代表的なスパン方向分布 $U = U(z)$ の線形安定特性をオル・ゾンマフェルド (O-S) 方程式を基に計算した。図4は対称モードの増幅率および波数の比較, 図5は反対称モードの増幅率および波数の比較である。 $U(y)$ 分布から計算される増幅率は100Hz付近で最大値をとり, 実験の対称モードの最大増幅擾乱の周波数にほとんど一致する。波数についても一致は非常によい。ただし, 実験で得られた最大増幅率は, O-S方程式から得られる値の半分程度である。これは, 低速ストリーク従って壁から浮上した高剪断層がスパン方向に局所的であるため, 特にスパン幅より波長の大きな擾乱の発達が影響を受けることによると考えられる。事実, 波長の大きな (波数の小さい) 低周波擾乱になるほど安定性計算からのずれが大きい。また, 図には伴流分布 $U(z)$ に対する対称モードの増幅率の計算結果も示してあるが, 実験の周波数選択性とは大きく異なり, 対称モードは本質的には y 方向の変曲型分布 $U = U(y)$ に支配されることがわかる。一方, 反対称モードに関する比較, 図5をみると, 波数は最大振幅 y 位置 ($y = 3\text{mm}$) 位置での伴流分布 $U(z)$ に対する安定計算により予測され, 増幅率の周波数選択性は壁近く ($y = 1.5\text{mm}$) の伴流分布 $U(z)$ に対する安定計算結果とよく一致する。ただし, 対称モードの場合と同様, 実験の増幅率は計算結果の1/3程度であり, 伴流型分布が $y < 4\text{mm}$ の壁の極近くの範囲に限られていることによるものと考えられる。

最後に, これら2つの不安定波の渦構造への発達・崩壊過程を煙による可視化により調べた。図6および図7は2つのモードの発達の様子を示す代表的な可視化写真である。ただし, いずれも図3に対応する擾乱の10倍程度の初期振幅を与えている。対称モードの励起の場合はヘアピン形状の渦へ発達する様子が捉えられ, 反対称モードの場合はストリークを蛇行させながら非対称な渦構造に発達していく様子が捉えられている。これらストリーク構造の崩壊過程は, 壁乱流における組織渦構造の形成と密接に関連していると考えられ, 現在その過程を詳細に調べている。

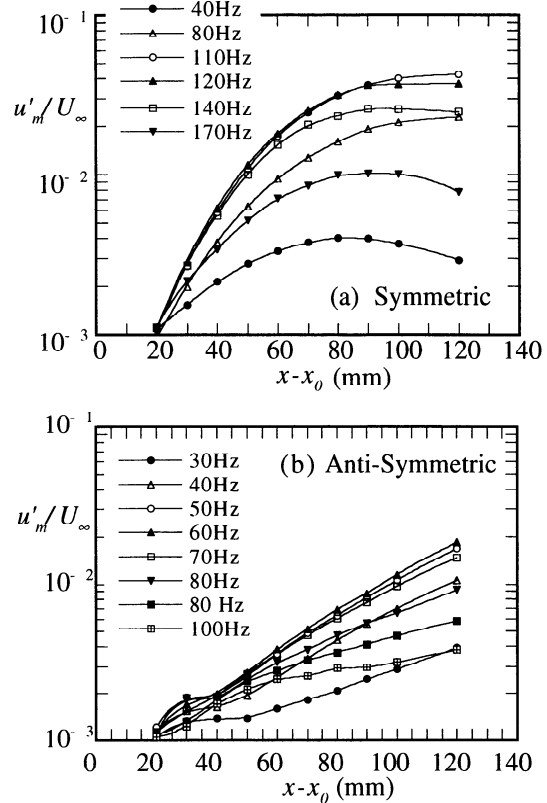


図3 擾乱の増幅特性

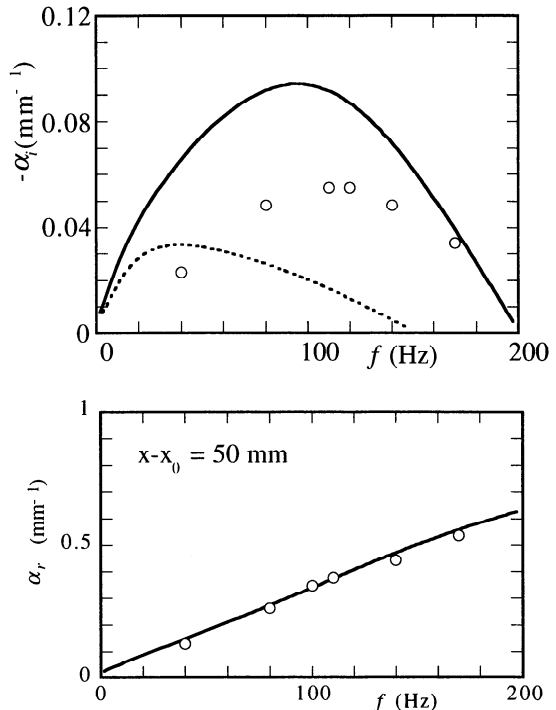


図4 対称擾乱の増幅率 ($-\alpha_i$) および波数 (α_r) 実験と安定計算結果の比較。○実験, 実線; $U(y)$ の安定性, 点線; $U(z)$ の安定性

参考文献

- 2) Robinson, S.K.: Annu. Rev. Fluid Mech. 23 (1991) 601.
- 2) Saric, W.S.: Annu. Rev. Fluid Mech. 24 (1994) 379.
- 3) Nishioka, M. and Asai, M.: in Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), North-Holland (1984) 87.
- 4) Asai, M. and Nishioka, M.: in Theoretical and Applied Mechanics 1996 (eds. T. Tatsumi et al), Elsevier (1997) 121.
- 5) Alfredsson, P.H. et al. in Nonlinear Instability and Transition in Three-dimensional Boundary Layers (eds. P.W. Duck and p. Hall), (1996) 423.

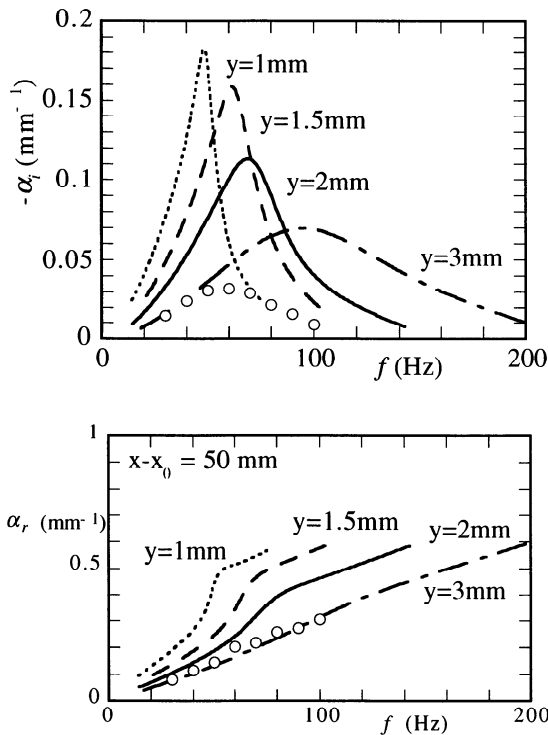
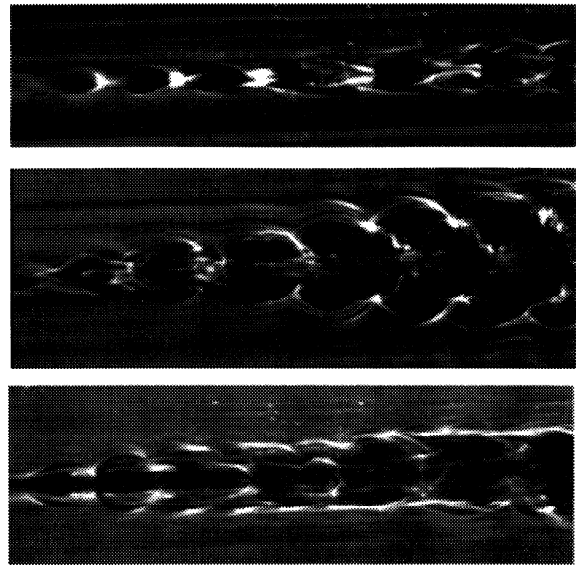
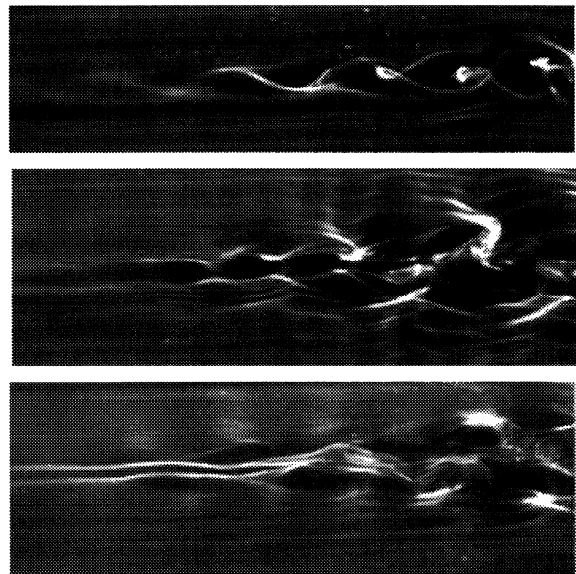


図5 反対称攪乱の増幅率 ($-\alpha_i$) および波数 (α_r) . 実験 (○) と $U(z)$ の安定計算結果の比較



50 $x-x_0$ (mm) 220

図6 対称攪乱の発達の可視化
スモークワイヤ: 上から $y = 4\text{mm}, 3\text{mm}, 2\text{mm}$



50 $x-x_0$ (mm) 220

図7 反対称攪乱の発達の可視化
スモークワイヤ: 上から $y = 4\text{mm}, 3\text{mm}, 2\text{mm}$