

## 境界層遷移に対する主流乱れのスケールの影響

剣地利昭, 松原雅春(信州大)

## Effect of the scale of free stream turbulence on boundary layer transition

Toshiaki Kenchi and Masaharu Matsubara

Department of Mechanical Systems Engineering, Shinshu University

## ABSTRACT

The present experiment focused on revealing effect of scales and directional components of free stream turbulence on boundary layer transition, especially the growth rate of the disturbance energy in the streamwise direction. Free stream turbulence generated by a turbulence grid mounted upstream of the contraction has typical character of axisymmetric turbulence with strong anisotropy. The experimental results with the anisotropic free stream turbulence show the non-modal growth disturbance even at 0.7 % turbulence intensity. The correlation between the filtered free stream fluctuation and growth rate of the disturbance suggests that the wall-normal velocity fluctuation in the free stream dominates the disturbance growth.

Key Words: Boundary layer, Transition, Non-modal growth, Intermittency, Free-stream turbulence

## 1. はじめに

バイパス遷移過程において、境界層内に低速ストリークが発生し、それが振動して崩壊し乱流斑点を形成することが実験<sup>(1)</sup>により明らかになった。そのとき境界層内攪乱のエネルギーは境界層厚さの半分にピークを持ち、前縁からの距離に比例して成長し、このことは non-modal 理論<sup>(2)</sup>により予測される攪乱の特徴と一致している。主流の乱流スケールがほぼ一定であれば攪乱の成長の傾きは主流の乱れエネルギーに比例すること<sup>(3)</sup>がわかっている。しかし、乱流スケールを変化させた場合の成長率についての研究は著者が知る範囲において行われていない。また低主流乱れと呼ばれる主流の乱れ強さが 1%以下の領域では、T-S 波を伴う遷移も存在すると考えられているが、それらの遷移過程が入れ替わる乱れ強さの臨界値について十分な精度で決定されていない。

広い適用範囲の遷移点予測をする為には異なる乱流スケールおよび低主流乱れにおける攪乱エネルギーの成長が支配される因子を調べる必要がある。本研究では、乱流格子の格子間隔を変えることでスケールを変え、また、ノズルの入り口に乱流格子を挿入することで比較的弱い乱れ強さの非等方の乱れを発生させ、それがバイパス遷移に与える影響を調べた。

## 2. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を図 1 に示す。本実験では 400×600×4000 mm の試験部を有する回流式風洞を用いた。整流された空気は絞り比 9:1 のノズルを経て試験部に入る。アルミ製試験平板は 580×2000×10 mm で前縁がノズル出口より 1500 mm 下流に、試験部側壁より 100 mm に位置するように、鉛直に設置され

ている。前縁は長さ 120 mm、厚さ 16 mm のアクリル製くさび形状である。試験板後端には前縁への流入角を調整するためフラップが設けられ、前縁で剥離しないようにこの角度が調整されている。試験面上面での圧力勾配は、試験板対面の側壁の位置を調整して無くしている。座標系は平板の前縁中心を原点とし、流れ方向を  $x$ 、試験面垂直方向を  $y$ 、スパン方向を  $z$  とする。

測定のために、流路抵抗を抑えた三次元可動ロボットアームを用いた。これは三つの関節を持つため  $yz$  平面内の移動とプローブの回転が可能である。 $x$  方向には試験部上の流路外に敷かれたレールに載って移動する。先端に直径 2.5  $\mu\text{m}$  の白金線を熱線とする I 型プローブおよび X 型プローブを取り付け、定温度型熱線流速計で流速測定を行なった。

ノズル前後に格子間隔の違う乱流格子が取り外し可能となっており、主流の乱れ強さを変化させた。各格子の詳細を表 1 に示す。格子 A, B は  $x=1500$  mm のノズル出口に、格子 C は  $x=3500$  mm のノズル入り口に取り付けた。さらに、格子 C は乱れ強さを連続的に変化させるために、格子のパイプに小孔が開いておりそこから上流に向けて噴流を噴出することが出来る。噴流の強さの指標として噴流用ブローのモータに与える電源周波数を用い、0, 30, 50 Hz の 3 段階で実験した。

主流速は 5 m/s, 7 m/s, 10 m/s で行ない、前縁上での主流方向乱れ強さ  $Tu_u (=u_{rms}/U_\infty)$  は、格子 A と格子 B では、それぞれ 3.5%, 2.4% である。格子 C では噴流がないブロー周波数 0 Hz のとき主流速に依存せず、0.5% であるが、噴流がある場合は主流速に依存し、主流速 5 m/s, 7 m/s, 10 m/s でブロー周波数 30 Hz のとき、

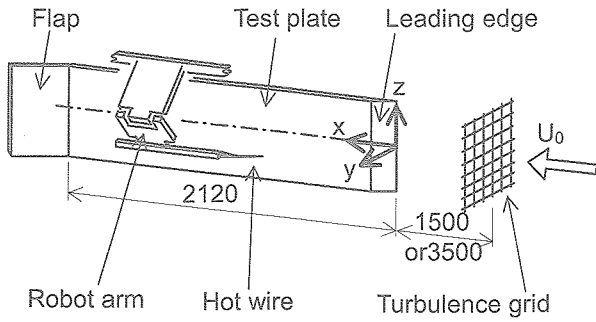


図1 実験装置概略

表1 乱流格子の詳細

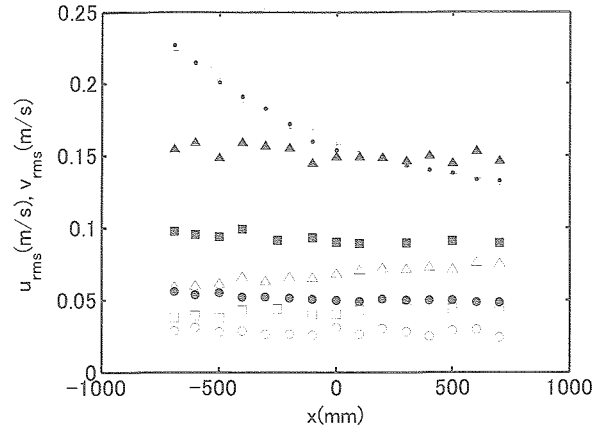
grid	size	M(mm)	d(mm)	Bar geometry	solidity
A	400×600	30	6	square	26%
B	400×600	50	6	square	16%
C	1200×1800	120	13	round	20%

それぞれ 0.8%, 0.6%, 0.5%, 50Hz のとき 2.0%, 1.0%, 0.95% である。壁垂直方向乱れ強さ  $Tu_v (=v_{rms}/U_\infty)$  は格子 A で 3.0%, 格子 B で 2.3%, 格子 C では、ブロー周波数 0Hz のときは 0.7% である。主流速の小さいほうから、ブロー周波数 30Hz のとき 1.5%, 1.3%, 1.0%, 50Hz のとき 2.8%, 2.2%, 1.2% である。

### 3. 実験結果と考察

図2に主流中での流れ方向と壁垂直方向の速度変動成分を示す。ノズル出口に格子Aを挿入した場合  $u_{rms}$ ,  $v_{rms}$  ともにほぼ同じ値になり、減衰の仕方も同じであることから、等方な乱れであることがわかる。それに対し格子Cをノズル入口に挿入した場合は、 $u_{rms}$  に対し  $v_{rms}$  が2倍以上大きくなっており、非等方な乱れであることがわかる。さらに噴流用ブローの出力を上げると  $u_{rms}$  の増加よりも  $v_{rms}$  の増加が大きく、噴流の増加とともに非等方性が増すと思われる。噴流の強さによらず流れ方向に  $v_{rms}$  は減衰しているのに対し  $u_{rms}$  は噴出がないときはほぼ一定で、噴出した場合は逆に増加している。これは流れ方向乱れ成分に他の方向の乱れ成分からエネルギーが供給されているためと思われる。

図3,4は格子Aを挿入したときの各  $x$  位置における平均流速分布と乱れ強さ分布である。縦軸は主流速  $U_\infty$  で無次元化し、横軸は  $y$  を排除厚さで無次元化したものである。図3において、 $x=100$  mm では実線で示したブラジウス分布と一致しているといえる。 $x=200$  mm, 300 mm では、境界層厚さの半分より壁側では流速が増加し、主流側では減少していることがわかる。さらに  $x=500$  mm より下流ではその傾向がより大きく表れている。 $x=500$  mm より下流での分布は乱流境界層流速分布の特徴と一致している。図4の乱れ強さ分布では、 $x=100$  mm から 300 mm では、

図2 速度変動成分の流れ方向分布,  $U_\infty=7$  m/s

+ : 格子A  $u_{rms}$ ,  $\bullet$  : 格子A  $v_{rms}$ ,

○, □, △ : 格子C  $u_{rms}$ , 噴出用ブロー 0, 30, 50Hz

●, ■, ▲ : 格子C  $v_{rms}$ , 噴出用ブロー 0, 30, 50Hz

ピークは境界層厚さの半分の位置で、位置を変えずに増加している。さらに  $x=500$  mm では、乱れ強さのピークが壁際に移動し、ピークの最大値をとり、 $x=700$  mm 以降では、ピークが減少している。 $x=500$  mm 以降の分布の特徴もやはり乱流境界層の乱れ強さ分布と一致しており、平均流速分布と考え合わせると  $x=500$  mm より下流では乱流に遷移したと考えられる。これらの分布から遷移点は 300 mm から 500 mm の間にあると考えられる。一方、遷移前の乱れ強さが境界層厚さの半分の位置にピークを持ちながら成長しており、この特徴は non-modal 成長を示している。

図5,6は図3,4と同様に、格子Cをノズル入口に挿入し、噴出していないときの平均流速分布と乱れ強さ分布である。平均流速分布より、 $x=650$  mm までは実線のブラジウス分布と一致しているといえる。 $x=750$  mm より下流では格子Aを挿入したときと同様に、境界層厚さの半分より壁側では流速が増加し、主流側では減少していることがわかる。乱れ強さ分布より、 $x=550$  mm までは non-modal 成長の特徴である境界層厚さの約半分に位置するピークを持って乱れ強さが上昇する。これらの結果から  $Tu_u$  が 0.5%,  $Tu_v$  が 0.7% においても non-modal 成長を示す攪乱が見られた。

図7は、境界層厚さの半分の位置における攪乱エネルギー ( $E=u_{rms}^2/U_\infty^2$ ) の流れ方向変化と間欠率の関係を示す。この位置は遷移前の乱れ強さのピーク位置に相当する。横軸は  $x$  に基づくレイノルズ数である。格子Cの攪乱エネルギーは、間欠率が増え始める  $Re_x=3.0 \times 10^5$  まで  $Re_x$  に比例して成長している。さらに下流では  $E$  の傾きが大きくなり、間欠率が 0.6 ぐらいで攪乱エネルギーはピークに達する。この線形成長もまた non-modal 理論と一致する。格子Aでは間欠率との関係はよい一致を示して変化するが、上

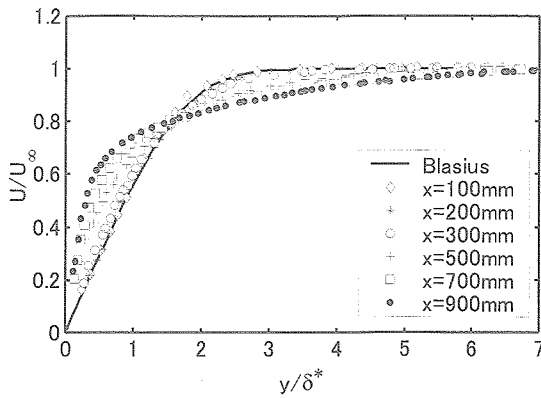


図3 格子Aにおける平均流速分布: $U_\infty=5\text{m/s}$ ,  
 $Tu_u=3.5\%$ ,  $Tu_v=3.0\%$

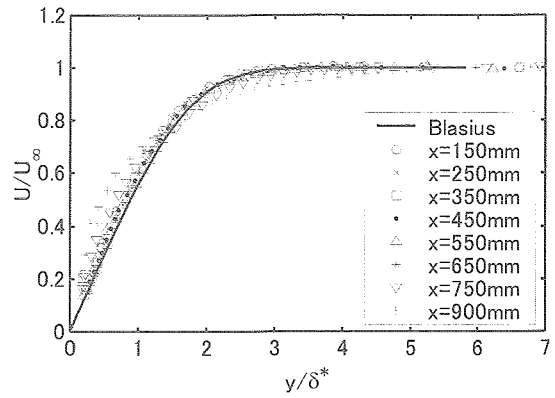


図5 格子Cにおける平均流速分布: $U_\infty=10\text{m/s}$ ,  
 $Tu_u=0.5\%$ ,  $Tu_v=0.7\%$

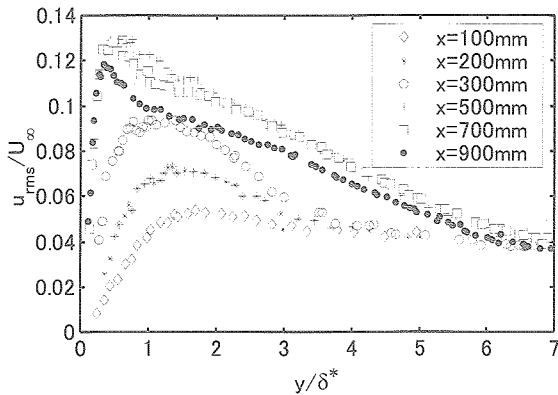


図4 格子Aにおける乱れ強さ分布: $U_\infty=5\text{m/s}$ ,  
 $Tu_u=3.5\%$ ,  $Tu_v=3.0\%$

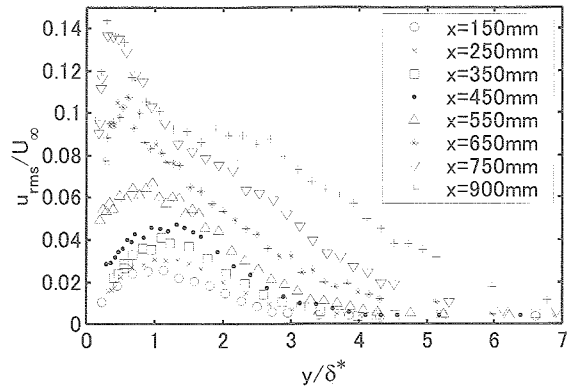


図6 格子Cにおける乱れ強さ分布: $U_\infty=10\text{m/s}$ ,  
 $Tu_u=0.5\%$ ,  $Tu_v=0.7\%$

流への測定点が不足しているため線形成長ははっきりと現れていない。

図8は図7での攪乱エネルギーをそれぞれ、前縁上での  $Tu_u^2$ ,  $Tu_v^2$  で無次元化したもので、これは主流の乱れエネルギーと、境界層内の攪乱エネルギーの比となっている。前縁における攪乱の受容過程とその後の成長過程が線形性を持ち、攪乱の主原因のエネルギーで無次元化されていればエネルギー比は格子に依存しないはずである。図の実線は  $Tu_u^2$  で無次元化したときの最小二乗近似から求めた傾きで、点線は  $Tu_v^2$  の場合である。  $Tu_u^2$  で無次元化した場合は格子Aに比べ、格子Cの傾きが大きい。  $Tu_v^2$  で無次元化した場合、成長の傾きはほぼ等しくなる。このことより攪乱の成長には  $v$  方向の成分が支配的であるということがいえる。

図9は各格子の場合における攪乱エネルギーの増加の傾き  $G=dE/dRe_x$  と、前縁上の  $Tu_u^2$  および  $Tu_v^2$  との関係を示す。各図の  $Tu_u^2$ ,  $Tu_v^2$  はどの乱流スケールが一番影響を及ぼすかを調べるために  $L_f$  の乱流スケ-

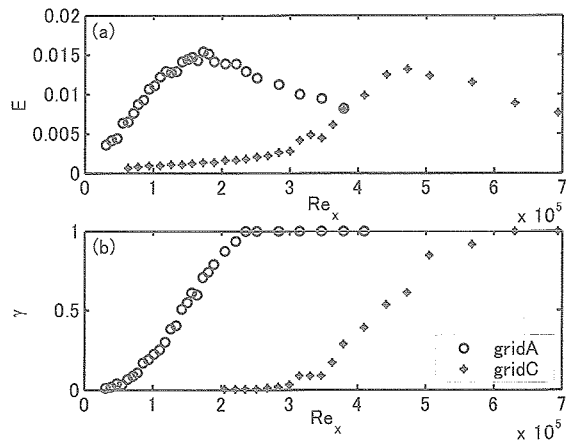


図7 攪乱エネルギーと間欠率  $\gamma$  の関係  
格子A,  $U_\infty=5\text{ m/s}$ ,  
格子C,  $U_\infty=10\text{ m/s}$ , 噴流用プロア 0Hz

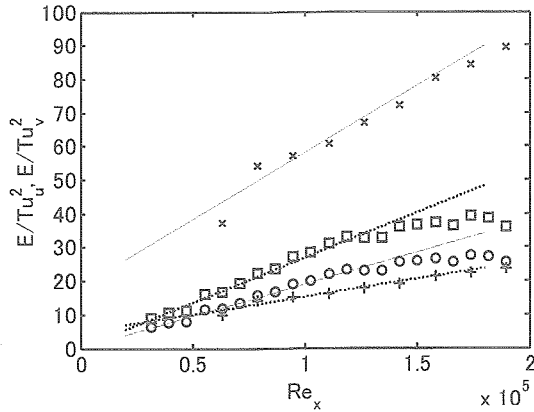


図8 境界層内攪乱の成長率

○格子 A:  $E/Tu_u^2$ , □格子 A:  $E/Tu_v^2$ ,  $U_\infty=5$  m/s  
 ×格子 C:  $E/Tu_u^2$ , +格子 C:  $E/Tu_v^2$ ,  $U_\infty=10$  m/s

ルでバンドパスフィルタをかけて求めてある。両軸とも対数をとってあり、実線は主流乱れが等方の場合の実験<sup>(3)</sup>より得られた傾きの直線である。まずフィルタをかけていない場合(図 9(a), (e))を比較すると、成長率は  $Tu_v^2$  に比例する傾向が強いことがわかり、これは図 8 の結果とも一致する。フィルタをかけた場合の図 9(b), (c), (d)および(f), (g), (h)の 6 つの図より、図 9(g)で最も相関があることがわかるが、フィルタをかけていない図 9(e)と比べると改善しているとはいえない。この結果より non-modal 成長に

支配的なエネルギーの成分はある特定の乱流スケールであると示唆されるが、その乱流スケールを特定するにはより多くの実験データが必要であるといえる。

4. おわりに

ノズルの前に格子を置き非等方性の主流乱れを発生させその場合の境界層遷移の様子を熱線により観測した結果、主流の乱れ強さ  $Tu_u=0.5\%$ ,  $Tu_v=0.7\%$  の場合でも non-modal 成長が起こっていることが明らかになった。また、境界層内攪乱エネルギーの成長は主流乱れにおける壁垂直方向の成分が支配的であるということがわかった。

引用文献

- (1) M. Matsubara and P. H. Alfredsson, Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.430 (2001), 149-168.
- (2) P. Luchini, Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface: optimal perturbations, *J. Fluid Mech.*, Vol.404 (2000), 289-309.
- (3) J. H. M. Fransson, M. Matsubara and P. H. Alfredsson, Transition induced by free stream turbulence (*Accepted for publications in J. Fluid Mech.*)

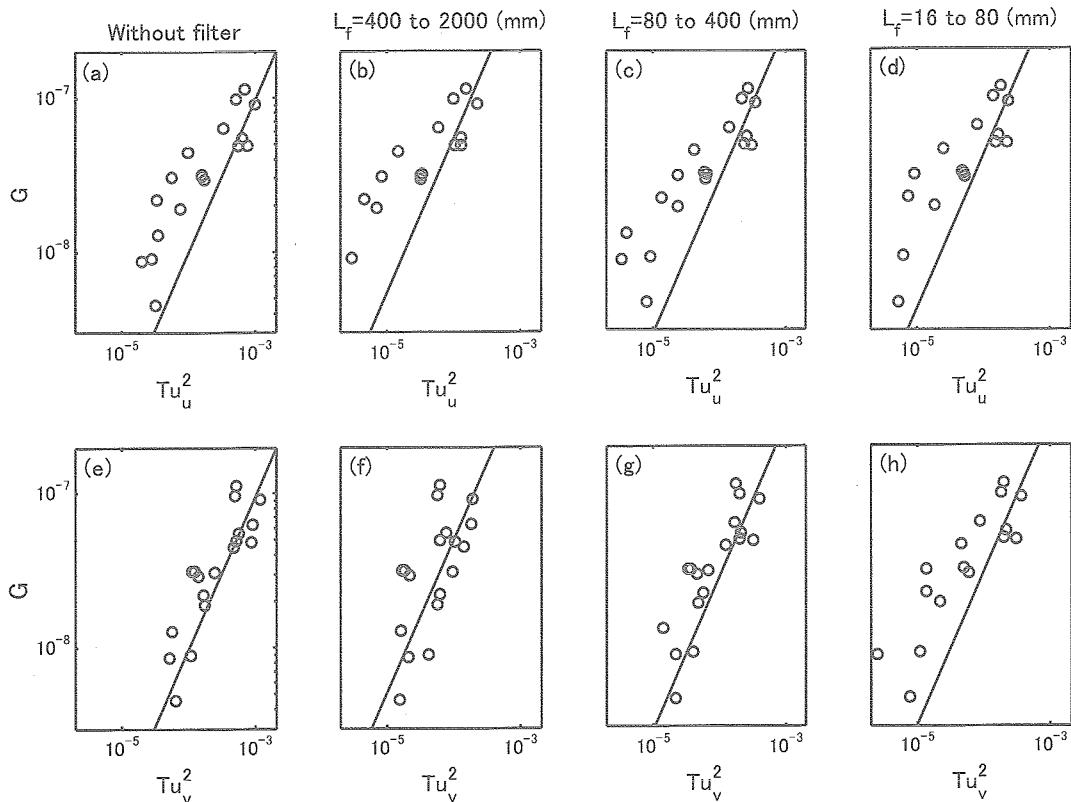


図9 non-modal 成長の傾きと各スケールにより求めた  $Tu_u^2$  と  $Tu_v^2$  の関係