

# 超音速境界層における長波長の主流乱れの遷移に及ぼす影響

## The effect of free stream disturbance with long wave length on the transition in a supersonic boundary layer

- 渡辺 大輔, 富山大, 富山市五福 3190, E-mail: dwata@eng.u-toyama.ac.jp
- 前川 博, 電通大, 調布市調布ヶ丘 1-5-1, E-mail: maekaea@mce.uec.ac.jp
- Daisuke WATANABE, Toyama University, 3190 Gofuku, Toyama-City, Toyama
- Hiroshi MAEKAWA, The Univ. Electro-Comm., 1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo

A spatial direct numerical simulation is performed to study the effect of inlet free stream disturbance on the transition process in a supersonic isothermal flat plate boundary layer at Mach 2.5. Low random disturbances with an energy spectrum of the solenoidal velocity fluctuations are introduced at the inlet laminar boundary layer at  $Re=1000$  based on the displacement thickness. Numerical results show that freestream disturbances with  $k_{max}=0.5$  ( $\lambda=2\pi\delta^*_in$ ) causes a rapid decrease in shape factor and promotes transition in the range of calculation conditions ( $x<300\delta^*_in$ ). The influence of the length in the spanwise direction of the calculation region on the transition appears when it is less than 10 times the energy peak wavelength of the free stream disturbances.

### 1. はじめに

圧縮性境界層の摩擦抵抗低減手法の確立は遷移予測法と同様に次世代輸送機的设计にとってキーテクノロジーの一つと考えられている。この摩擦抵抗低減のためには制御対象となる乱流境界層内の流れの構造を深く理解する必要がある。これまでの多くの研究から壁面近傍のストリーク構造や境界層上層部の大規模構造などが存在することが知られているが、いまだ抵抗低減のための十分な理解が求められている。これまで我々は、流入攪乱の遷移への影響を調べるため、上流から異なる波長のエネルギーピークを持つ一様等方的な攪乱を上流部に与えた超音速境界層のDNSを実行し、境界層内部のみに攪乱を与えた場合  $k_{max}=1.0$  (波長  $\lambda=2\pi\delta^*_in$ ) の攪乱がもっとも遷移を促進することを確認した<sup>1,2)</sup>。また、攪乱範囲を主流にも拡大すると、境界層内部のみに攪乱を与えた際に遷移が抑制されていたより低い波数の  $k_{max}=0.5$  (波長  $\lambda=4\pi\delta^*_in$ ) が  $k_{max}=1.0$  よりも遷移が促進することをほうこくしている<sup>3,4,5)</sup>。

本研究では、超音速境界層のDNSにおいて流入攪乱の違いによるストリーク形成に関する遷移初期段階への影響を調べるため、さらに長波長の  $k_{max}=0.3$  (波長  $\lambda=6.666\cdot\pi\delta^*_in$ ) のケースをスパン方向計算領域を拡大した、高解像度空間差分<sup>6)</sup>による空間発展DNSを行った。

### 2. 計算方法

DNSにおける支配方程式はデカルト座標系で記述された圧縮性ナビエ・ストークス方程式である。ただし、支配方程式を境界層の主流速度  $u_\infty$ 、流入部排除厚さ  $\delta^*_in$ 、主流密度  $\rho_\infty$  および粘性係数  $\mu_\infty$  によって無次元化した。また、流入部における境界層の層流速度分布は境界層方程式を解き与えた。ただし、温度分布はプラントル数  $Pr=1$  として Crocco-Busemann の関係式を満たす。

$$\bar{T}(y) = M_\infty^2 \frac{\gamma-1}{2} (\bar{u}(y) - \bar{u}(y)^2) + \bar{T}_w \quad (1)$$

ここで  $M_\infty = u_\infty/c_\infty$  であり  $c_\infty$  は主流音速である。また、本研究では壁面温度  $T_w = T_\infty = 1$  の等温壁を仮定した。

一方、支配方程式における Lax-Friedrich 分解したオイラー項は、5 次精度風上コンパクトスキーム<sup>7)</sup>で空間微分の離散化を行い、粘性項は 6 次精度中心コンパクトスキーム<sup>8)</sup>を用いて離散化を行った。流入境界では層流速度分布にランダムな攪乱を重ね合わせ与え、流出境界には特性波解析に基づく NSCBC (Navier-Stokes

Characteristic Boundary Condition)<sup>9)</sup>を適用し、スパン方向は周期境界条件を用いた。時間進行は 4 次精度 Runge-Kutta 法を使用した。

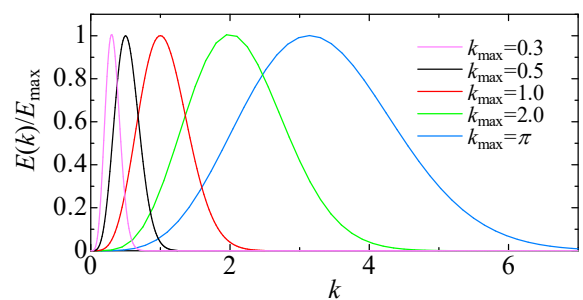


Fig. 1 Three dimensional energy spectrum of inlet disturbances.

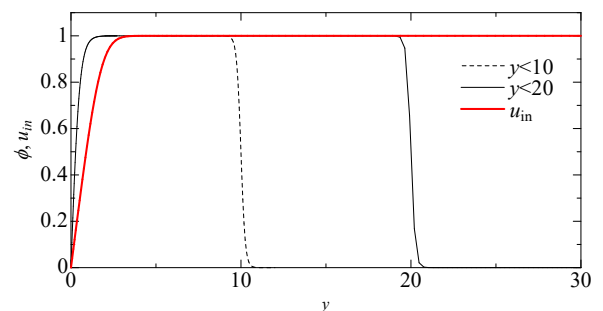


Fig. 2 The distributions of the window functions  $\phi$  and the inlet mean streamwise velocity  $u_{in}$ .

### 3. 流入攪乱と計算領域

流入攪乱における、変動エネルギー分布や振幅の違いが遷移構造に及ぼす影響を調べるため、一様等方的な三次元ランダム攪乱を流入攪乱に用いた。流入部に与える攪乱は、 $\text{div}\mathbf{u}=0$  を満たし、次式で与えられる速度変動のエネルギー分布を持つよう与えた。

$$E(\mathbf{k}) = \mathbf{k}^4 \exp\left[-2(\mathbf{k}/k_{max})^2\right] \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{k}$  は流入部排除厚さ  $\delta^*_in$  に基づく波数ベクトルであり、波数  $\mathbf{k}$  の波長は  $\lambda=2\pi/|\mathbf{k}|\delta^*_in$  である。また、 $k_{max}$  は、もっとも高いエネルギーを持つ波数を示す。本研究では図 1 に示すように  $k_{max}$  を 0.5 から  $\pi$  まで変化させ計算を行った。また、流入攪乱の壁垂

直方向分布に対する遷移への影響を調査するため、図2に示す2種類の窓関数を用い流入攪乱の壁垂直方向振幅分布を変化させ、流入攪乱の振幅は主流方向速度成分の実効値が1%となるよう与えた。

計算領域は、流入部で層流境界が有限な厚さとなる計算領域を用いた。計算領域は $x_{in}$  ( $x=0$ ) における排除厚さ $\delta_{in}^*$ を基準長さとし、 $0 < x < 300\delta_{in}^*$ ,  $0 < y < 30\delta_{in}^*$ ,  $0 < z < 66\delta_{in}^*$  とし、計算領域入口では、ランニングレイノルズ数 $Re_x$ は約340,000である。排除厚さ $\delta_{in}^*$ に基づくレイノルズ数 $Re_{\delta_{in}^*}$ は1000である。格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 901 \times 101 \times 192$ であり、主流垂直方向に格子伸長を行っている。

#### 4. 計算結果および考察

遷移に及ぼす流入攪乱の影響を調べるため、一様等方的な流入攪乱のピーク波数と壁垂直方向の分布を変え計算を行った。図3に流入攪乱エネルギーのピーク波数 $k_{max}=1.0$  (波長 $\lambda=2\pi\delta_{in}^*$ )、 $k_{max}=0.5$  (波長 $\lambda=4\pi\delta_{in}^*$ ) および $k_{max}=0.3$  (波長 $\lambda=6.666 \cdot \pi\delta_{in}^*$ ) のケースに対し攪乱分布範囲を変化させた際の形状係数の下流への変化を示す。攪乱振幅の rms 値は主流速度の1%である。また、比較のため、 $k_{max}=0.3$ のspan方向計算領域を $0 < z < 33\delta_{in}^*$ で行った計算結果と過去に示した主流攪乱範囲 $y < 10\delta_{in}^*$ の計算結果<sup>3,4,5)</sup>を合わせて示す。流入攪乱 $k_{max}=1.0$ のケースでは、 $y < 10\delta_{in}^*$  および $y < 20\delta_{in}^*$ ともに上流では形状係数が低下しているが下流では低下率は小さくなっている。それに対し、より波長の長い流入攪乱を与えた $k_{max}=0.5$ と $k_{max}=0.3$ のケースでは、形状係数が下流へ向け持続的に減少し乱流の値に近づいている。このことは、長波長の成分を含む流入攪乱が境界層外部に存在している場合、ストリークの形成および遷移を促進していることを示唆している。今回の主流方向計算領域の範囲では $k_{max}=0.5$ がもっとも形状係数の低下が促進されている結果となった。また、主流攪乱 $y < 20\delta_{in}^*$ においてspan方向計算領域の影響を見てみると、 $k_{max}=1.0$ のケースは $Lz=33$ および $Lz=66$ の違いは大きくないが、 $k_{max}=0.5$ と $k_{max}=0.3$ では、計算領域が狭い $Lz=33$ のケースで形状係数が $Lz=66$ に比べ低い値を示しており、エネルギーピークの波長の10倍未満のspan方向計算領域長さには計算領域の長さの影響が現れている。

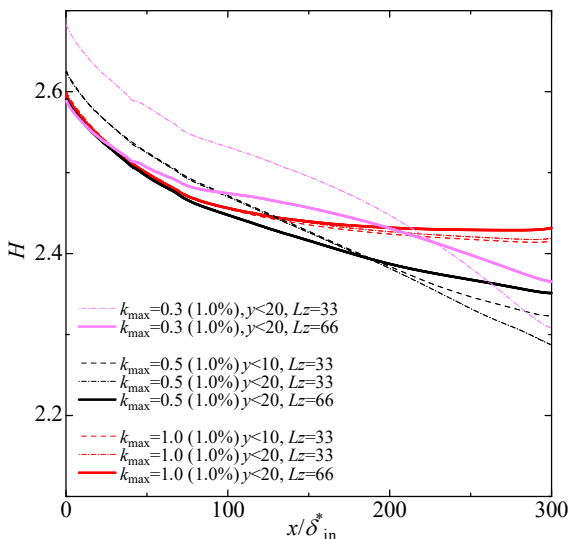


Fig. 3 Downstream evolution of shape factor for 1.0% case.

図4, 5, 6に各波数ケースの主流攪乱範囲 $y < 20\delta_{in}^*$ , span方向計算領域 $Lz=66$ の低速ストリーク、渦構造、壁面垂直方向速度成分を可視化した瞬間場を示す。図より、流入攪乱の影響により下流方向へ伸びるほぼspan方向に平行に並んだ低速ストリークが形

成されていることが分かる。また、主流攪乱の壁垂直方向速度成分の分布をみると、図4の $k_{max}=1.0$ のケースでは上流から下流へ向け攪乱の減衰が顕著に現れている。これに対し $k_{max}=0.5$  (図5)と $k_{max}=0.3$  (図6)では、計算範囲内において攪乱が維持されていることが分かる。これらの結果から、境界層外部に粘性の影響を受けにくい持続的に存在する波長の攪乱が存在する場合、ストリーク構造の発達を促進することを示唆している。

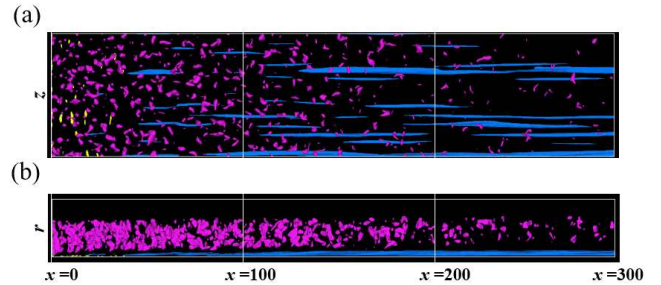


Fig. 4 Downstream evolution of second invariant low-speed streak  $u'$  ( $= -0.1$ ; blue), normal velocity  $v$  ( $=0.02$ ; purple) and  $Q$  ( $=0.005$ ; yellow) structure for  $k_{max}=1.0$ ,  $y < 20\delta_{in}^*$ ,  $Lz=66$  case; (a) upper view and (b) side view.

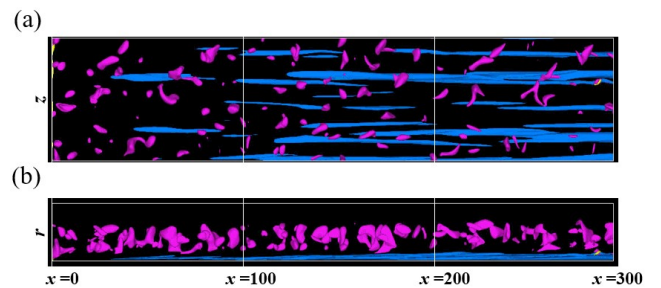


Fig. 5 Downstream evolution of second invariant low-speed streak  $u'$  ( $= -0.1$ ; blue), normal velocity  $v$  ( $=0.02$ ; purple) and  $Q$  ( $=0.005$ ; yellow) structure for  $k_{max}=0.5$ ,  $y < 20\delta_{in}^*$ ,  $Lz=66$  case; (a) upper view and (b) side view.

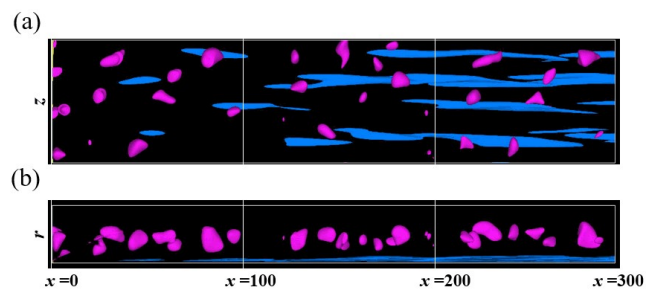


Fig. 6 Downstream evolution of second invariant low-speed streak  $u'$  ( $= -0.1$ ; blue), normal velocity  $v$  ( $=0.02$ ; purple) and  $Q$  ( $=0.005$ ; yellow) structure for  $k_{max}=0.3$ ,  $y < 20\delta_{in}^*$ ,  $Lz=66$  case; (a) upper view and (b) side view.

#### 3. まとめ

低波数 (長波長の) にエネルギーピークを持つ主流乱れを流入攪乱とした超音速境界層遷移 DNS の実行により、以下のことを確認した。

- $x < 300\delta_{in}^*$ の範囲において $k_{max}=0.5$  (波長 $\lambda=4\pi\delta_{in}^*$ )の主流攪乱が最も形状係数の低下を促進した。
- span方向計算領域に対し、主流乱れのエネルギーピークの波長の10倍未満のspan方向計算領域長さには計算領域の長さ

の影響が現れる.

#### 参考文献

- (1) 渡辺, 前川, "超音速境界層遷移初期段階における流入攪乱の影響," 日本機械学会中国四国支部第 45 期総会・講演会講演論文集, (2007), pp. 165-166.
- (2) 渡辺, 前川, "超音速境界層の遷移における流入攪乱スケールの影響," 第 26 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, CD-ROM (2012), C05-3, pp. 1-2.
- (3) 渡辺, 前川, "超音速境界層の遷移における流入攪乱スケールの影響," 日本流体学会年会 2013 講演論文集, CD-ROM (2013), pp. 1-2.
- (4) 渡辺, 前川, "超音速境界層における主流乱れの遷移構造に及ぼす影響," 第 27 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, CD-ROM (2013), B05-4, pp. 1-3.
- (5) WATANABE D., Maekawa H., "Rapid growth of unsteady finite-amplitude perturbations in a supersonic boundary-layer flow," Proc. of Ninth International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-9) (2015), 3B-4, pp.1-6
- (6) DENG X., MAEKAWA, H. and SHEN, C., "A Class of High Order Dissipative Compact Schemes", *ALAA Paper*, No. 96-1972(1996).
- (7) LELE, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution", *J. Comput. Phys.* Vol.103(1992), 16-42.
- (8) POINSOT, T. J. and LELE, S. K., "Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows", *J. Comput. Phys.* 101(1992), pp.104-129.