

圧縮性境界層におけるスパン方向渦の受容性

Receptivity of a compressible boundary layer to spanwise vortices

- 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

Spatial direct numerical simulations are used to study the effect of inlet disturbances on transition in a supersonic boundary layer with narrow spanwise width, where the free stream Mach number is 1.2. The results show that upstream disturbance conditions play an important role for the evolution of the vortex structure in a narrow supersonic boundary layer. The period of upstream disturbance is responsible for the appearance of regular spanwise vortex structure, which yields skin friction drag lower than a turbulent boundary layer.

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。

本研究では、主流マッハ数 1.2 の狭いスパン方向領域長さに制限された超音速境界層の遷移 DNS⁽¹⁾において周期の異なる上流乱れを与えた際に生じるスパン方向渦の受容性および壁面摩擦抵抗への影響をスパン方向に周期境界条件を課した高解像度空間差分による空間発展 DNS により調べた。

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_∞ 、流入部排除厚さ δ_{in}^* 、主流密度 ρ_∞ および粘性係数 μ_∞ 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_∞ 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⁽²⁾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⁽³⁾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)⁽⁴⁾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。

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。

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

ここで、 \mathbf{k} は流入部排除厚さ δ_{in}^* に基づく波数ベクトルであり、波数 k の波長は $\lambda = 2\pi/k / \delta_{in}^*$ 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 k_{\max} を等方的攪乱周期 LLt に合わせ変更し計算を行った。また、流入攪乱の振幅は主流方向速度成分の実行値が 2~5% の計算を行った。

計算領域は、図 1 に示すように流入部で層流境界が有限な厚さとなるように途中から切り取った計算領域を用いた。計算領域は x_{in} ($x=0$) における排除厚さ δ_{in}^* を基準長さとし、 $0 < x < 400\delta_{in}^*$ 、 $0 < y < 30\delta_{in}^*$ 、 $0 < z < 1.5 \sim 22\delta_{in}^*$ とした。計算領域入口では、ランニングレイノルズ数 Re_x はおよそ 340,000 である。排除厚さ δ_{in}^* に基づくレイノルズ数 $Re_{\delta_{in}^*}$ は 1000 である。格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 801 \times 101 \times 48$ であり、主流および主流垂直方向に格子伸長を行っている。

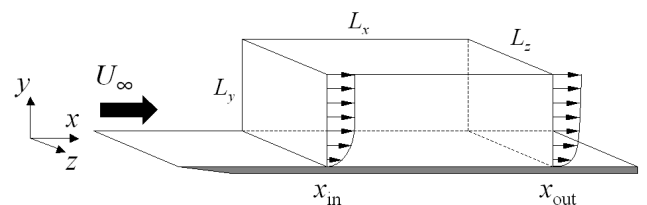


Fig. 1 Computational box.

4. 計算結果および考察

図 2 に流入攪乱の周期を $LLt=14,15,16$ 、また、攪乱の振幅を主流方向速度成分の実行値が 2,3,5% としたときの可視化した流れ場 (黄色: 渦構造, ピンク: 高速ストリーク, 青: 低速ストリーク) の側面図を示す。図より、攪乱の振幅を 2% にした各ケースにおいて、後流における流れの乱れは減衰し図では渦構造が全く見られないことがわかる。また、 $LLt=15$ 、攪乱の振幅 3% のケースにおいて後流まで規則的に並んだスパン方向渦が発達している様子が確認できる。また、攪乱周期 $LLt=15$ 、攪乱振幅 3% のケース以外では、攪乱の振幅を 5% にしたときに、渦構造が下流まで維持されているが、規則的な渦構造は上流部のみに現れ、下流では不規則な渦構造となっている。

図 3 に攪乱振幅 3%、周期 $LLt=15$ のケースのスパン方向に平均した主流方向速度の周波数解析の結果を示す。図より、攪乱の周期に対応するストローハル数が、流れ方向各位置においてピークを示していることから、スパン方向渦が発生していることが確認できる。このストローハル数 ($St=1/15$) のピークは $x=320\delta_{in}^*$ で最大を示しており、 $x=320\delta_{in}^*$ まではスパン方向渦は発達してい

るが、それ以降で減衰していることがわかる。

図 4 に攪乱の周期 $LLt=10\sim 18$ 、攪乱の振幅 3% の局所摩擦抵抗係数 C_f のグラフを示す。図より、攪乱周期が $LLt < 15$ の各ケースは上流からの攪乱が減衰し下流に向け層流化しており、また、 $LLt \geq 15$ のケースでは攪乱が境界層に受容されることにより増幅し壁面摩擦抵抗の値が層流よりも高い値を示している。図 3 の攪乱振幅 3%、周期 $LLt=15$ のケースのスペクトルと比較すると、壁面摩擦抵抗は攪乱の増幅に伴い増幅し振幅が最大となる付近で摩擦抵抗が最大になり、その下流では減衰していることが確認できる。この壁面摩擦抵抗は最大値付近では乱流の壁面摩擦抵抗よりも高い値を示しているが、その他の領域では乱流値以下の値を示している。

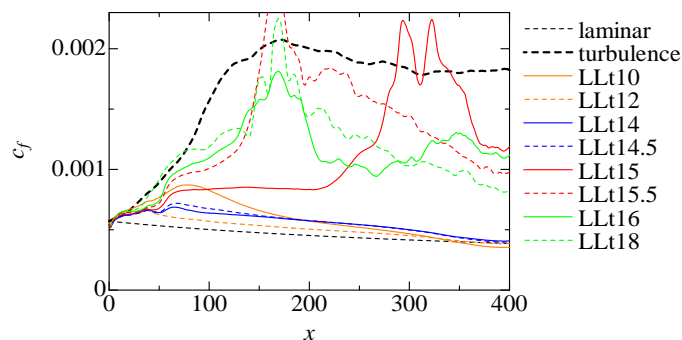


Fig.4 Comparison of local friction factors for 3% case.

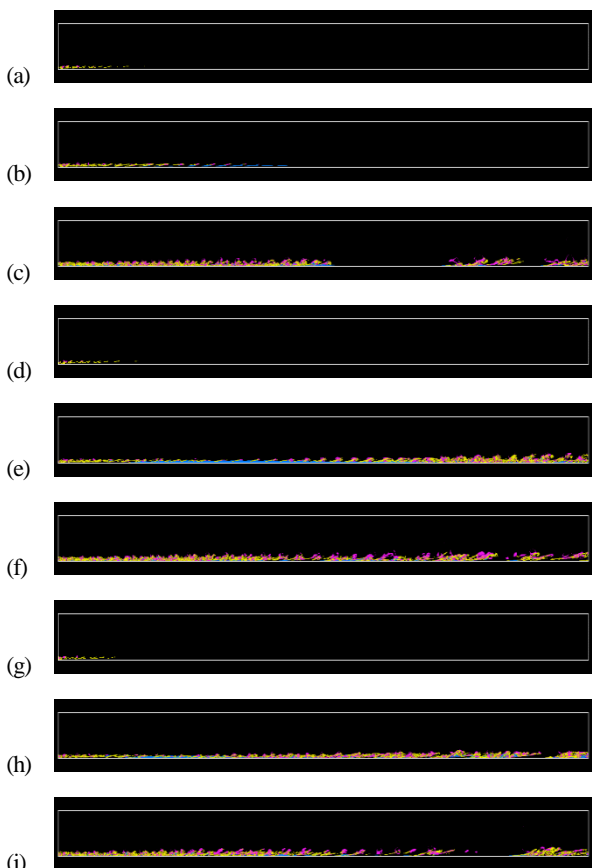


Fig.2 Second invariant of velocity gradient tensor Q (yellow), high (pink) and low (blue) speed streaks for (a) $LLt=14$, 2%), (b) $LLt=14$, 3%), (c) $LLt=14$, 5%), (d) $LLt=15$, 2%), (e) $LLt=15$, 3%), (f) $LLt=15$, 5%), (g) $LLt=16$, 2%), (h) $LLt=16$, 3%) and (i) $LLt=16$, 5%)

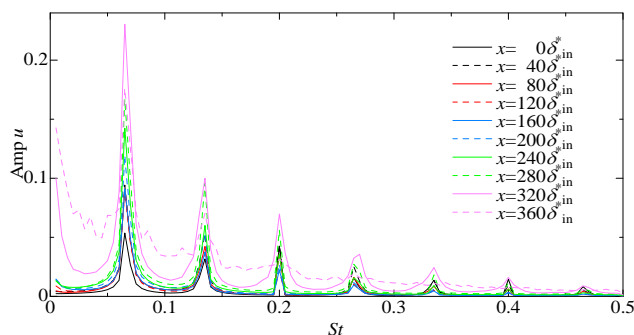


Fig.3 Mean streamwise velocity spectrum for $LLt=15$ and 3% case

3. まとめ

流入攪乱の周期及び振幅を変化させた狭いスパン方向領域に制限された圧縮性境界層 DNS の実行により、以下のことを確認した。

- ・狭いスパン方向領域に制限された圧縮性境界層に受容される攪乱周期は $LLt \geq 15$ であった。
- ・流入攪乱の周期を変化させたとき、最も下流まで規則的なスパン方向渦を維持したのは振幅 3%、周期 $LLt=15$ のときであった。
- ・攪乱が受容されたケースにおいて局所摩擦係数は、乱れが最も増幅する領域以外において乱流値以下の値を示した。

参考文献

- (1) 平板境界層の遷移構造に及ぼすスパン方向長さの影響, 渡辺大輔, 前川博, 2010, 第 24 回数値流体力学シンポジウム講演要旨集, USB(C12-3)
- (2) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., 1996, AIAA Paper, 96-1972
- (3) Lele, S. K., 1992, J. Comput. Phys. 103, p 16.
- (4) POINSOT, T. J. and LELE, S. K. 1992, J. Comput. Phys. 101, p 104