

圧縮性境界層の遷移機構の研究

前川 博, 渡辺大輔 (広大院)

Study of transition mechanism in a compressible boundary layer forced with T-S and a pair of stable oblique waves

H. Maekawa, D. Watanabe

Dept. of Mech. System Eng., Hiroshima University

ABSTRACT

Spatial direct numerical simulations are performed to study the formation and development of three-dimensional structures in a compressible flat plate boundary layer, where the freestream Mach number is 0.5 and the Reynolds number at the inlet based on the displacement thickness 1000. A pair of neutral/stable oblique modes and a T-S wave is superimposed on the laminar profile at the inlet plane of the boundary layer computational box. The magnitudes of the disturbances are chosen to be 1% or 0.5% of the freestream value. After saturation of the T-S wave, the oblique modes produce peak-valley splitting downstream and hairpin vortices (hairpin packet) on the low speed streak are observed further downstream. So-called subharmonic transition appears downstream in the boundary layer. The numerical results show that the details of three-dimensional structure depend on the magnitude of the disturbance.

Key Words: compressible boundary layer, transition, linear stability analysis, DNS

1. はじめに

圧縮性境界層の遷移予測は次世代輸送機の設計にとってキーテクノロジーの一つと考えられてきた。線形理論で予測されるTS波を介して発達する遷移機構とTS波の線形発達をバイパスするいわゆるバイパス遷移現象があることがこれまで知られているが、その遷移機構の詳細な内容は直接シミュレーション (DNS) を使って解明されることが期待されている。そのため、DNSによってこれまで研究が進められてきたが、通常の時間発展DNSでは境界層の非平行性の影響が理解されにくい欠点があり¹⁾、空間発展DNSはその欠点をカバーしより実験に近い流れ場を作ることができることで遷移機構の解明が進むことが期待されている²⁾。

本研究は、高解像空間差分³⁾による空間発展DNSを使って、TS波の線形発達領域から非線形、そして乱流状態まで発達する圧縮性境界層における遷移機構の詳細を明らかにするものである。本報告では、亜音速境界層 (主流マッハ数0.5) で等温壁である

2. 計算手法

DNSにおける流入攪乱として、時間発展問題に対する線形安定解析から得られる不安定波の固有関数を用いる。

線形安定解析において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。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial(E_T u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(p u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}. \quad (3)$$

ただし、支配方程式はジェットの主流速度 u_∞ 、排除厚さ δ 、主流密度 ρ_∞ および粘性係数 μ_∞ によって無次元化した。線形攪乱は平面波とし、

$$d(x, y, z) = \text{Real}[\hat{d}(y) \exp\{i(\alpha x + \beta z - \omega t)\}], \quad (4)$$

と表される。ここで、 α, β はそれぞれ主流方向波数、スパン方向波数であり、 ω の実部は角振動数、虚部は線形成長率を表す。また、 $\hat{d}(y)$ は固有値 (α, β, ω) に対応する固有関数である。境界層の層流速度分布は境界層方程式を解き与えた。また、温度分布はプラントル数 $Pr=1$ として Crocco-Busemann の関係式を用いた。

$$\bar{T}(y) = M_\infty^2 \frac{\gamma - 1}{2} (u_\infty \bar{u}(y) - \bar{u}(y)^2) + \frac{\bar{T}_w (u_\infty - \bar{u}(y))}{u_\infty} + \frac{\bar{T}_\infty \bar{u}(y)}{u_\infty} \quad (5)$$

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 $T_w = 1$ の等温壁を仮定した。この速度分布と温度分布を線形攪乱方程式に代入し一様ディリクレ条件を境界条件としスペクトル法により固有値及び固有関数を計算する。

一方、DNSにおいて支配方程式は圧縮性ナビエ・ストークス方程式であり、空間の離散化には移流項に5次精度散逸コンパクトスキーム³⁾および粘性項に6次精度中心コンパクトスキーム⁴⁾を用いた。流出境界には特性波解析に基づくNSCBC(Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition)⁵⁾を適用した。時間進行は4次精度Runge-Kutta法により行った。また、計算領域は図1に示すように、 $x=0$ における排除厚さ δ に対し、 $0 < x < 500\delta$, $0 < y < 30\delta$, $0 < z < 2\pi/\beta\delta$ とした。ここで $2\pi/\beta\delta$ は斜行波のスパン方向1波長の長さである。格子数は $N_x \times N_y \times N_z = 301 \times 101 \times 48$ 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。

3. 流入攪乱

流入攪乱として線形安定解析より求めた不安定波の固有関数を与えた。一つは $M=0.5$, $Re_\delta=1000$ において最も不安定となる波数付近の二次元TS波(波長: $\lambda_{2D} = 2\pi/\alpha$, $\alpha=0.22$)。もう一つは二次元TS波と主流方向波数が等しい一組の斜行波(主流方向波長: $\lambda_{3Dx} = 2\pi/\alpha$, 主流方向波長: $\lambda_{3Dz} = 2\pi/\beta$)である。本計算では3種類の斜行波を用い3つのケースについて計算を実行した。一つ目は、斜行波の二次元モードとの成す角度は、等しい \square に対し斜行波が中立安定となる付近 $\theta = \pm 52^\circ$ ($\tan\theta = \beta/\alpha$)とした(図2参照)。このとき $\lambda_{3Dz} = 22$ であり、このケースを(1,1)ケースと記す。二つ目のケースは、主流方向波数が(1,1)ケースの1/2(主流方向波長2倍)の(1,0.5)ケース。三つ目はスパン方向波数が(1,1)ケースの2倍(スパン方向波長1/2)の(1,2)ケースである。(1,0.5)ケースと(1,2)ケースはTS波と成す各が互いに等しく、また成長率は負であり線形安定なモードである。各ケースの流入振幅はTS波と斜行波共に主流方向成分固有関数の最大値が1%となるよう与えた。

二次元TS波と斜行波((1,1)ケース)の主流方向成分に対する固有関数を図3に示す。

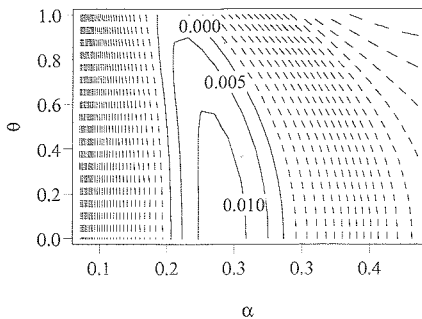


図2 線形成長率($M=0.5, Re_\delta=1000$)

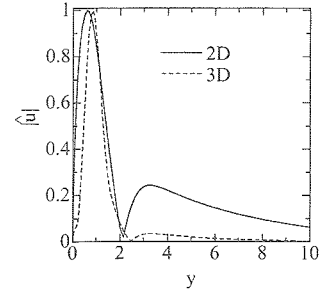


図3 主流方向成分固有関数分布($M=0.5, Re_\delta=1000$)

4. 計算結果および考察

図4は(1,1)ケースにおいて振幅を変えた斜行波を導入した結果を示す。斜行波の振幅が0.01%である場合は、線形成長したTS波の飽和に伴って斜行波が急激に増幅している様子が観察される。一方、斜行波の振幅が1%である場合は、TS波は下流ですぐに飽和し、斜行波も成長する。

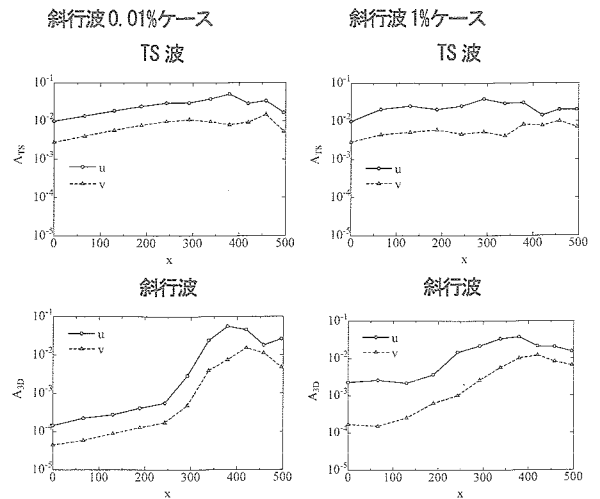


図4 TS波と斜行波の下流への成長

図5は(1,0.5)ケースでの斜行波の成長に伴って境界層内に縦渦が形成される様子を示す。TS波の成長に伴い、二次元的なQ構造があらわれ、斜行波の成長はその変形と壁面近傍に新たな縦(斜め)渦構造の形成に寄与していることがわかる。

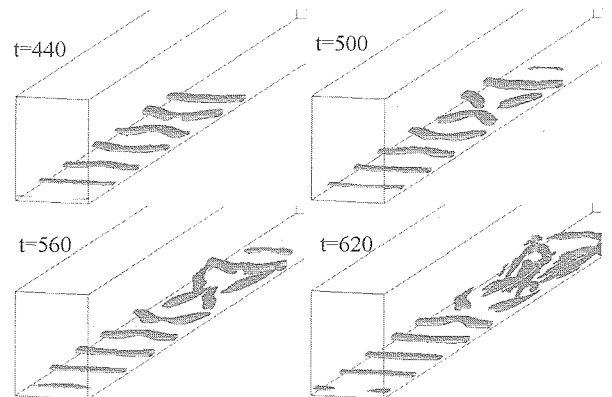


図5 境界層縦渦の形成; (1,0.5) ケース, $Q=0.0001$

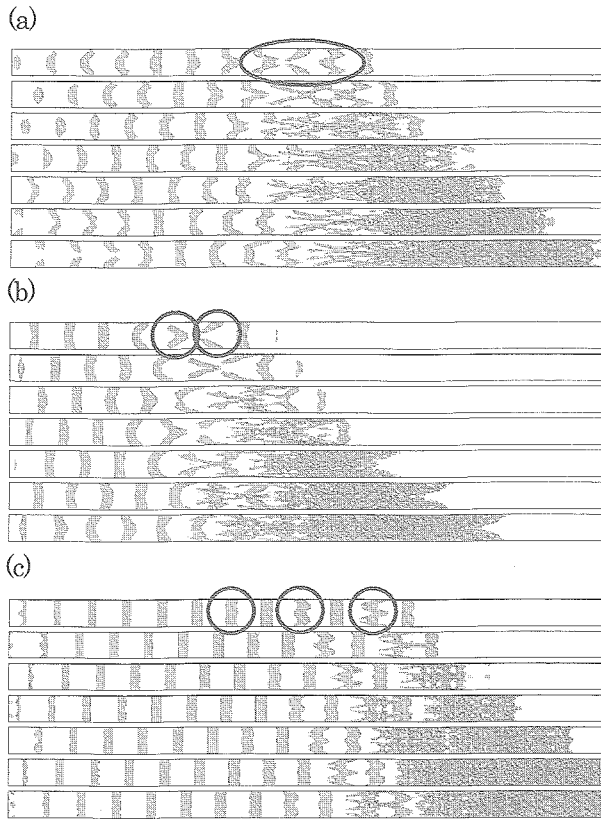


図 6 渦構造の下流への発達 ($Q=0.0003$, $M=0.5$, $Re_\delta=1000$); (a) (1,1) ケース, (b) (1,0.5) ケース, (c) (1,2) ケース

一方、図 6(a,b,c)は(1,1), (1,0.5), (1,2)ケースの渦構造の下流への発達を示す。渦構造の可視化には速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を用いた。各ケースとも流入部付近 ($x=0$) では、二次元 TS 波と斜行波の振幅が等しいことから緩やかな三次元的構造が現れている。(1,1) ケースでは、 $x < 200\delta$ 付近まで二次元モードが成長しスパン方向に横断する二次元的な構造があらわれる。この間、斜行波が作り出す渦構造は Λ 状の構造を示す。 $200\delta < x < 300\delta$ の領域では二次元的な構造が消失し、斜行波による Λ 状構造が下流方向に引き伸ばされる様子が観察され、図 4(a)の丸で囲まれた部分に見られるような鋭角な Λ 状構造となる。この鋭角な Λ 状の構造を形成する一組の渦対の間には強い垂直方向速度成分 ($v > 0$) が起こっていることが確認され、この様な部分から急速に三次元化が進み乱流へと発達していく様子が確認された。(1,0.5) および (1,2) ケースにおいても三次元化のきっかけとなる過程は (1,1) ケースと同様であることが判る (図 4(b,c))。また、(1,1), (1,0.5) ケースでは、 Λ 状構造が現れた付近から下流に向け三次元構造が複雑化し乱流境界層へと遷移しているのに対し、(1,2) ケースでは Λ 状構造の頂点が存在する領域が局部的に乱れ、これらの乱れた構造が下流に流れるに従い前後の乱れと合体することにより乱流境界層へと遷移している。三次元化が始まる位置は 3 ケースとも異なり、(1,0.5) ケースが最も上流において発達した三次元構造が現れ、(1,0.5) ケースと斜行波の角度が等しい

(1,2) ケースが最も下流で遷移する結果となった。(1,1), (1,0.5), (1,2) ケースの斜行波の流入部における角振動数は、それぞれ $\omega=0.89$, $\omega=0.46$, $\omega=0.99$ であり、TS 波の角振動数との比はそれぞれ 1.16, 0.59, 1.29 である。この比と遷移する位置とを比較すると、Kachanov 等⁶⁾ が示した 1/2 低調波に最も近い (1,0.5) ケースが最も上流において遷移している。

この結果から、斜行波の角振動数が 1/2 低調波から離れるに従い遷移位置が下流に移ることが予想される。

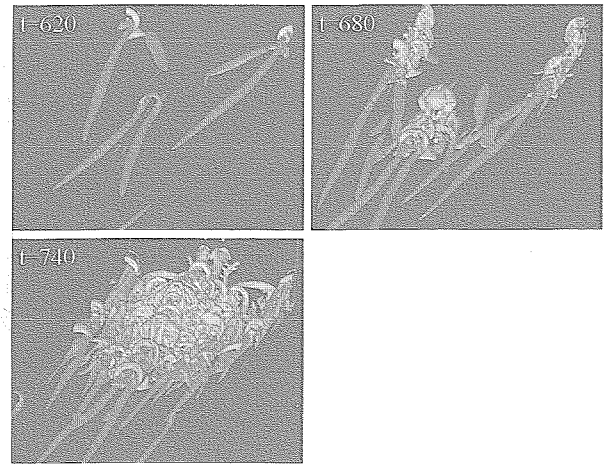


図 7 ヘアピン渦の発達; (1,0.5) ケース, $Q=0.001$

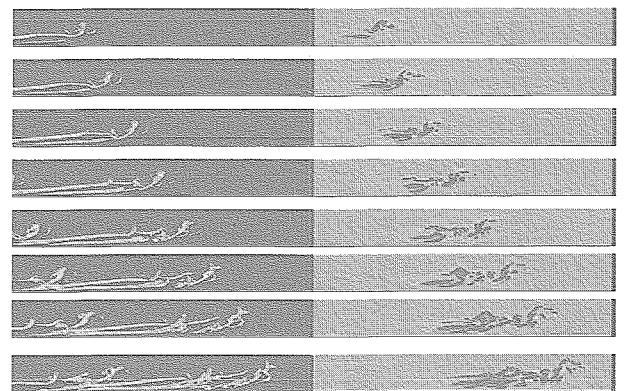


図 8 ヘアピン渦の発達 (左; $Q=0.001$) と高せん断領域 (右; 赤 $Q > 0$, 青 $Q < 0$); (1,0.5) ケース

図は高解像度にして示すヘアピン渦の生成と、そのまわりに発生する遷移構造を示す。また、図 9 は側面から観察したヘアピン渦の発達の様子である。最初にできたヘアピン渦が変形・複雑化しながら外層に到達していることがわかる。それに伴って形成される高せん断領域を同じ図で観察することができる。壁面近傍にせん断層があらわれ、ヘアピン渦の発達に伴って、境界層内部にあらわれることがわか

る。

さらに、複雑化した遷移構造を図9は示す。(1,0.5)のケースである。側面図からは低速域が境界層外層まで現れている様子がわかる。一方、壁面近傍では、低速・高速ストリークがあらわれ、乱れた塊が下流に進行している様子(高速ストリークとそれに絡みつくように形成される Q 構造)が観察される。外層ではわきあがった低速流域と対峙する高速流域が流れ方位に大きなスケールで形成されている様子がわかる。

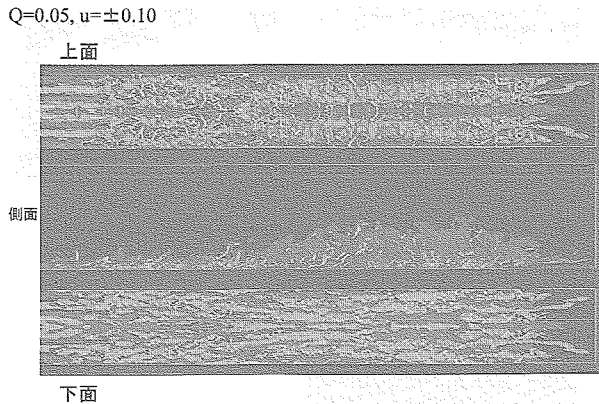


図9 遷移構造 (低速・高速ストリークと Q 構造)

5. まとめ

圧縮性境界層の空間発展 DNS を実行し以下の事を確認した。

- (1) ピーク・バレー構造の現れる位置および間隔は流入する攪乱により変化する。このため、境界層の遷移位置も同様に変化する。
- (2) 斜行波の角振動数が1/2低調波からずれるに従い、遷移位置が下流へ移る。
- (3) ヘアピン渦が発達する遷移後期は、低速域が境界層外層まで到達しそれに伴う高速領域が大きなスケールで形成されることが観察された。これらは、ヘアピン渦の発達にともなう渦ダイナミクスによって説明される。

参考文献

- 1) Adams N. A., Kleiser L., J. Fluid mech. 317, (1996).
- 2) Guo Y., Kleiser L. and Adams N. A., AIAA J. 34, (1996).
- 3) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., AIAA Paper 96-1972, (1996).
- 4) Lele, S. K., J. Comput. Phys. 103, (1992).
- 5) Poinso, T. J. and Lele, S. K., J. Comput. Phys. 101, (1992).
- 6) Kachanov, YU. S. and Levchenko, V. YA., J. Fluid mech. 138, (1984).