

No. 14

圧縮性平面チャネル流の乱流遷移構造

上原 敦, 前川博 (広島大)

Transition to turbulence of compressible plane channel flow

A. Uehara* and H. Maekawa**

* Graduate School of Eng., Hiroshima University

** Graduate School of Eng., Hiroshima University

ABSTRACT

A study of compressible subsonic/supersonic transitional and turbulent flow in a plane channel with isothermal walls has been performed using a spatially developing DNS. Random disturbance is artificially introduced at the inlet of the computational channel, which yields streamwise vortices and low/high speed streaks downstream. At high Mach number flows, the isothermal boundary conditions give rise to a flow that is strongly influenced by wall-normal gradients of mean density and temperature. These gradients are found to cause major differences of the transitional streak structure between subsonic and supersonic channel flows.

Key Words: Compressible channel turbulent flow, Bypass-transition, DNS

1. 序論

圧縮性の壁面境界層における遷移においては線形安定性理論で予測される初期条件から発達する遷移機構と線形過程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。航空機の翼表面やターボ機械においては、流体の速度は高速で、主流乱れや表面粗さなどにより壁面境界層に大きな攪乱が入る可能性が高く、線形過程をバイパスした遷移現象が起こると考えられている。しかし、バイパス遷移のメカニズムについての研究はこれまで非圧縮性のものがほとんどであり、圧縮性の及ぼす影響については明かにされていない。そこで本研究では、圧縮性壁面せん断流の遷移機構の解明を目的とし、基本的で単純な流れであるチャネル流れについて、風上バイアスコンパクトスキーム¹⁾を用いた直接数値シミュレーション(DNS)を行い、遷移のメカニズムおよび圧縮性の及ぼす影響について調査した。圧縮性チャネル流れは流れ方向に周期境界条件を使わず、流入口の層流状態に攪乱を加え、その下流に遷移領域が形成され、さらにその下流に乱流が発達する空間発展問題によって乱流遷移機構を研究した。

2. 計算法

2.1 支配方程式

支配方程式は圧縮性 Navie-Stokes 方程式を用いた。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial E_i}{\partial t} + \frac{\partial(E_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial(p u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}\end{aligned}$$

ただし、支配方程式は流入部中心速度 U_0 、チャネル半幅 L 、その他流入部の平均量により無次元化した。全エネルギー E_i 、熱流束ベクトル q_i 、粘性応力テンソル τ_{ij} は

$$\begin{aligned}q_i &= -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2 \text{RePr}} \frac{\partial T}{\partial x_i} \\ E_i &= \frac{p}{(\gamma-1)} + \frac{\rho u_i u_i}{2} \\ \tau_{ij} &= \frac{\mu}{\text{Re}} \left\{ \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right\}\end{aligned}$$

で表され、粘性係数 μ は $\mu = T^{2/3}$

とする。なお、代表レイノルズ数および代表マッハ数は

$$\text{Re} = \frac{\bar{\rho}_m U_0 L}{\bar{\mu}_m}, \quad M = \frac{U_0}{\bar{c}_m} \quad (\bar{\cdot}: \text{平均量, in: 流入部の値})$$

とした。

2.2 空間の離散化および時間積分

空間の離散化には 6 次精度中心コンパクトスキーム (境界では 4 次精度)、および移流項に対して 5 次精度風上コンパクトスキーム (境界では 3 次精度) を用いた。また、時間積分には 4 次精度 Runge-Kutta 法を用いた。計算条件は表 1 に示すとおりである。

Table.1 Flow and computational parameters

Case	M	Re τ ($x=36L$)	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Δx^+	Δy^+	Δz^+
Case1	0.75	249	$40L \times 2L \times 4\pi L/3$	$1001 \times 73^* \times 110$	10	1.1(min) ,14(max)	9.5
Case2	3.0	242	$40L \times 2L \times 4\pi L/3$	$1001 \times 73^* \times 110$	9.7	1.0(min) ,14(max)	9.2

3. 計算結果および考察

流入部攪乱振幅を主流速度の5%としDNSを実行した結果、チャンネル流れにおいて、縦渦、ストリーク構造、ヘアピン渦といった遷移流構造の基本的要素の形成、および、その質的变化に伴う乱流への遷移を確認することができた。Fig. 1 に case1 ($M=0.75$) の渦構造 (濃) 及び、低速ストリーク (薄) の下流への発達の様子を示す (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)。ヘアピン渦の両足は縦渦対となっており、縦渦対の内側では壁面近くの低速の流体が吹き上げられ低速ストリークを形成するため、その低速ストリークを取り巻くようにヘアピン渦が位置している。また、一本の低速ストリークに対していくつかのヘアピン渦が主流方向に並んで配置している様子も確認できる。

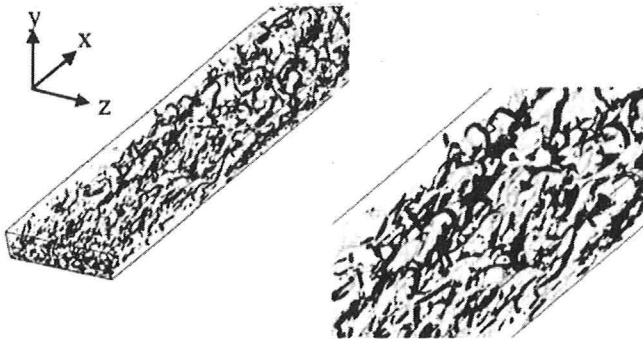


Fig. 1 Iso-surface of Q , 2.0 (dark) and $u', -0.1$ (gray) for $M=0.75$

Fig.2 は下流部 ($x=36L$) における平均流速分布を示したものである。wall unit を使って表した速度分布は本研究では $M=0.75$ の場合対数則に非常に近く定数も非圧縮性チャンネル乱流の場合に非常に近い。一方、 $M=3.0$ の場合も対数則に近く、時間発展 DNS におけるように対数則から離れていることはない。ただし、Van Driest 変換 (各 y における密度の重みを考慮した解析法) で示すと、その分布は対数則に基づく乱流速度分布に漸近することが確認される。ここでは、Coleman らによる DNS の結果 (1995)²⁾ と比較するために、 y 方向についての平均速度を代表速度としたマッハ数 M^* を用いた。Case1, case2 を M^* で表すと、それぞれ $M^*=0.51, 1.97$ となる。また、Fig.3 に遷移領域における壁面近傍のストリーク構造を示す。ストリークは主流方向において、他のストリークと交差し一本のストリークを形成するといった分韻を繰り返す。マッハ数の異なる2つの条件を比較すると、マッハ数が小さい場合の方がストリークのゆれが大きく、主流方向について頻繁にその構造が変化することがわかる。レイノルズ応力は時間発展計算³⁾と同様にマッハ数で異なる結果を得た。超音速流れでは、入り口付近から擬似衝撃波が発生し遷移に影響を与えていることがわかる。

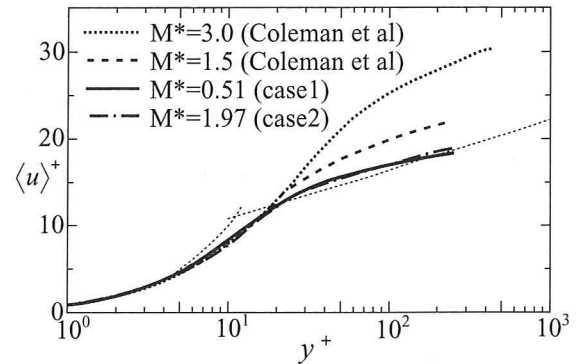


Fig. 2 Distribution of mean streamwise velocity u in wall units.

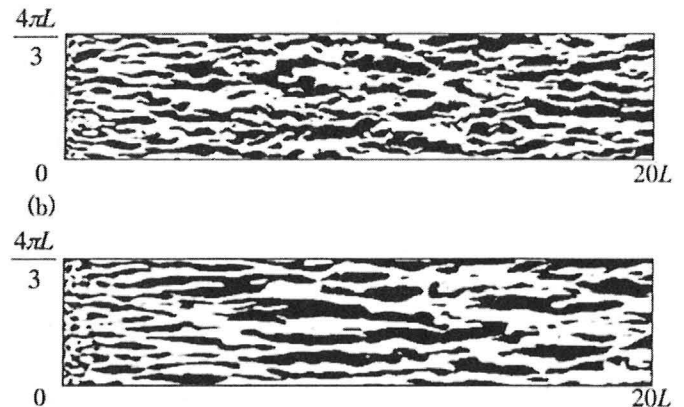


Fig3. Contours of u' at for (a) $M=0.75$, (b) $M=3.0$, (black: $u' > 0$, white: $u' < 0$)

また、乱流領域でも圧力勾配が Case1 と Case2 で少し異なる。

4. 結論

$Re=6000$, (乱流域で $Re\tau \approx 250$), 流入部攪乱振幅5%としてDNSを実行した結果、チャンネル流れにおける遷移流構造の形成および、乱流への遷移を確認することができた。異なるマッハ数で比較した場合、マッハ数が大きいほど遷移位置が下流へ移動することを確認できた。また、マッハ数が大きいほど、遷移領域におけるストリーク構造のゆれが小さいことがわかった。

参考文献

- 1) Deng, X., Maekawa, H. and Shen, C., 1996, AIAA Paper, 96-1972
- 2) G.N.Coleman, J.Kim and R.D.Moser, 1995, J. Fluid Mech, 305, p159-183
- 3) H.Foysi, S.Sarkar and R.Friedrich, 2004 J. Fluid Mech, 509, p207-216