剥離泡による乱流遷移の数値予測

Prediction of Separation-Induced Transition to Turbulence

○ 学 小林 曜 (静大院) 正 島 信行 (静大工)

Hikari KOBAYASHI, Shizuoka University, 3-5-1 Johoku, Hamamatsu, 432-8561

Nobuyuki SHIMA, Shizuoka University, 3-5-1 Johoku, Hamamatsu, 432-8561

1 はじめに

飛行機の翼やタービンブレードの前縁近傍において、境界層が層流剥離したのち、剥離せん断層が乱流に遷移し再付着することがある。剥離泡の形成により引き起こされる遷移である。境界層の乱流遷移には自然遷移、バイパス遷移と剥離により引き起こされる遷移がある。この中で、バイパス遷移と剥離により引き起こされる遷移は工学的に重要であり、レイノルズ平均乱流モデルの予測対象である。

柿沼・島⁽¹⁾⁽²⁾は Shima-Kobayashi⁽³⁾が提案した応力方程式モデルを用いて、圧力勾配のある、また圧力勾配のない境界層のバイパス遷移予測を行い、良好な結果を示した。本研究では、同じモデルを用いて剥離泡による乱流遷移の数値予測を行う。

2 乱流モデル

Shima-Kobayashi⁽³⁾が提案したモデルでは、壁面効果を代表するベクトル N_i が次の楕円形方程式の解として導入されている。

$$L^2 \frac{\partial^2 N_i}{\partial x_k \partial x_k} - N_i = 0$$

L は乱れの長さスケールである。壁面境界条件は

$$N_i = n_i$$

である。ここで、 n_i は壁面単位法線ベクトルである。したがって、 N_i は壁では n_i に一致し、壁から遠く離れるとゼロベクトルに近づく。このベクトルによって、乱れの等方化等の再分配プロセスが壁近傍で抑制され、また、壁乱流に特有の再分配プロセスが表現されている。

3 予測対象と数値解法

予測対象は Spalart-Strelets⁽⁴⁾ の DNS である。図 1 にこの流れの形態を示す。対面境界上の吸い込みによって、平板上の境界層に逆圧力勾配が与えられる。この流れを支配する無次元パラメータは次の 3 個である。

$$S = \frac{1}{Y U_0} \int V(x) dx, \quad R_X = \frac{U_0 X}{\nu}, \quad R_Y = \frac{U_0 Y}{\nu}$$

パラメータの値は、 $S=0.3$, $R_X=10^5$, $R_Y=10^5/3$ と設定されている。この流れに対してはすでに Spalart-Strelets⁽⁴⁾ の 2 方程式モデルによる予測、Hadžić-Hanjalić⁽⁵⁾ の応力方程式モデルによる予測がある。

楕円型の計算コードを用いて計算を行い、格子依存のない解を得た。計算領域の流入境界は平板前縁より上流に設定され、流入条件は計算開始時点では、主流の 3 % の乱れを与え、一定回数計算した後、0.01% に固定し収束解を得た。対流項の離散化スキームは、平均流では QUICK、乱れの輸送方程式では、2 次線形法と 2 次上流法を組み合わせた TVD である。

4 結果と考察

図 2 に流線を、図 3 に壁面摩擦係数 C_f の変化を示す。モデルにより予測された剥離点と再付着点の位置は DNS とよく一致しているが、剥離泡の厚さは DNS よりも薄い。DNS は剥離してすぐに C_f が 0 に近づいていった後、転じて強い逆流を示している。モデルは、剥離してすぐの C_f が 0 に向かう傾向を示しているが、その挙動は極めて弱い。また、剥離泡の後半部の強い逆流を予測できておらず、再付着後のオーバーシュートが大きい。

図 4 に壁面圧力係数 C_p の流れ方向変化を示す。モデルの予測は剥離してすぐの $x=2.5$ あたりまでは DNS とよく一致している。しかし、剥離泡前半部で C_p が一定になっていない。これは、剥離泡の厚さが DNS よりも薄く予測されていることによる。また、再付着点付近の圧力の上昇も DNS よりも緩やかである。これは、剥離泡の後半部の強い逆流を予測できていないことに対応している。

図 5 に乱れ強さ u', w' の最大値の変化を示す。剥離後、若干の距離をおいて、 w' が急激に増大している。これは、レイノルズ応力の強い再分配が発生し、乱流への遷移が始まったことを意味している。モデルは、その発生位置と上昇の勾配をよくとらえている。流入境界における乱れを 0.05% としても、この結果に変わりはない。すなわち、モデルはバイパス遷移ではなく、剥離泡の形成による遷移を作り出したと言える。

図 6, 7 に平均速度分布と乱れ強さ u' の分布の流れ方向変化を示す。 $x = 2.0$ は剥離前で、他の 3 箇所は剥離泡の前半部に相当する位置である。 u' のピークは剥離せん断層内に位置し、下流に向かって、次第に壁から遠ざかる。モデルはそれをよくとらえている。

以上で見たように、予測された剥離泡は薄く、後半部での逆流が弱すぎるという難点はあるが、剥離泡の形成による層流境界層の乱流遷移という現象が基本的に再現された。剥離せん断層における乱れの生成と、その位置が壁からある程度、離れていることによる強い再分配プロセスの発生がそのメカニズムである。モデルにおいて、後者をコントロールしているのは壁面効果ベクトル N_i である。

参考文献

- (1) 柿沼・島, 日本流体力学会年会 2006 講演論文集, (2006), 327; AM06-22-015(CD-ROM 版).
- (2) 柿沼・島, 日本機械学会第 19 回計算力学講演会講演論文集, (2006), 521.
- (3) Shima, N., Kobayashi, H., Fluid Dynamics Research, (2007), in press.
- (4) Spalart, P.R., Strelets, M.K., J. Fluid Mech., **403** (2000), 329.
- (5) Hadžić, I., Hanjalic, K., Flow, Turbulence and Combustion, **63** (1999), 153.

Fig.1: Flow configuration and computational domain.

Fig.2: Streamlines (a):DNS, (b):prediction.

Fig.3: Skin-friction coefficient.

Fig.4: Wall pressure coefficient.

Fig.5: Peak turbulence intensities across the boundary layer.

Fig.6: Mean velocity profiles.

Fig.7: Streamwise turbulence intensity profiles.