後退翼 3 次元境界層の乱流遷移における
表面微小粗さと音波に対する受容性*小 濱 泰 昭*¹, 渡 辺 創*²Effect of Micron-Sized Roughness and Sound Receptivity on
a Swept Wing Boundary-Layer Transition

Yasuaki KOHAMA and Hajime WATANABE

The effect of micron-sized roughness in the leading edge region on a swept wing boundary-layer transition is examined experimentally in detail. By applying sound waves from a loud speaker, sound receptivity to turbulent transition is also investigated. Results showed that such a minute roughness element ($k=45\mu\text{m}$ in height, 1 mm in diameter, $k/\delta=0.23$) placed at $x=40\text{ mm}$ resulted in early transition. In the case that no transition enhancement was observed in the presence of a single roughness element, early transition also occurred with sound excitation. Low frequency disturbance f_1 responded strongly to the sound frequency, in particular, to the direction of the sound waves. Critical spacing of roughness elements where the transition is amplified the most seems to exist in the range of $\lambda/\delta \approx 1.3$. It is also noted that no enhancement of transition occurs when the roughness element is placed beyond 20% of the chord length.

Key Words: Swept Wing, Surface Roughness, Turbulent Transition, Sound Receptivity, Drag Reduction

1. 緒 言

21世紀に向けて必要となる次世代航空機の開発のためには、翼の層流制御が必須といわれている⁽¹⁾。それによって全機抵抗の大幅な軽減が見込まれている⁽²⁾からである。例えば主翼の境界層を層流制御できたとすると、ジャンボ機クラスの旅客機が東京からロスアンゼルスまで飛行する場合を想定すると、ペイロードに匹敵するおよそ35トンの燃料節約が可能となり、経済的にも環境的にも大きなセールスポイントになる。しかし、後退した主翼表面の3次元境界層を層流化する技術は極めて難しく^{(3)~(5)}、現在までのところ、制御どころか境界層の乱流遷移のメカニズムさえあまり明らかにされていない⁽⁶⁾。特に実機では主翼の下にエンジンが位置しており、エンジンノイズが主翼境界層の乱流遷移に与える影響などはほとんど分かっていない。いわゆる境界層外界からの様々な種類の乱れの境界層への受容性(Receptivity)⁽⁷⁾については、2次元の場合については研究^{(8)~(10)}が見受けられるが、3次元境界層の場合はほとんど研究がなされておらず、始まっ

たばかり⁽¹¹⁾である。

著者らはこれ迄、3次元境界層の乱流遷移機構について長年にわたり組織的研究を行ってきている⁽¹²⁾。そして近年はより実用に近い後退翼表面の境界層について研究⁽¹³⁾を推し進めてきており、2次元の場合に比べて極めて複雑な乱流遷移機構を明らかにしつつある。

本研究はそのような一連の研究の1つであり、後退翼境界層の乱流遷移に与える表面粗さの影響と、表面粗さと外界からの音波の干渉による影響について詳しく調べることを目的にしている。

2. 実験装置と測定方法

2・1 微小粗さ無しの際の境界層の安定性

実験には東北大学流体科学研究所低乱風洞実験室の低乱熱伝達風洞⁽¹⁴⁾を開放型にして用いた。用いた測定部に後退翼モデル(後退角 $\Lambda = 45^\circ$)を設置した状態を図1に示す。弦長は $C=0.9\text{ m}$ であり、ドイツ航空宇宙研究所(DLR)に於いてエアバス用に開発されたスーパークリティカル翼で、DFVLR F-4翼と呼ばれている。風洞吹き出し口の形状は正八角形であり、対辺距離は1.01mである。図には音波を供給するスピーカー

* 原稿受付 1995年7月13日。

*¹ 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 77 仙台市青葉区片平2-1-1)。*² (株)本田技術研究所栃木研究所 (〒321 33 栃木県芳賀郡芳賀町下高根沢4630)。

の位置、翼型断面形状、そして境界層外側のポテンシャル流の2次元性を保持するために設けたサイドプレートも示している。また、モデルの下端を風洞噴き出し口からおよそ150mm高い位置に設置しているのは、風洞壁に成長する乱流境界層のモデルへの影響を避けるためである。このように配置することで前縁汚染(Attachment-line Contamination)⁽¹⁵⁾を避けることができる。図2(a), (b)に翼表面の圧力分布と予想される3次元境界層の分布、そして座標系を示す。このように境界層内部で捻れた速度分布⁽¹⁶⁾は、速度の方向と圧力の方向が後退角の大きさだけ異なるために生じるわけだが、その結果境界層は新たに横流れ不安定性を生じ、2次元の場合に比べて早期に乱流遷移することが知られている⁽¹⁷⁾。図中には又、本実験で用いる微小粗さの寸法も記している。個数を m とし、直径1mm、粗さ高さ $45\mu\text{m}$ 、 $90\mu\text{m}$ の2種類のものを用いている。

図3(a), (b)に異なる翼弦(x/C)位置におけるスパン方向の速度 $u(y)$ とそれらの測定結果を3次元表示したものを示す。いずれも流速は25m/s、粗さ無しの場合である。図(a)から、後退角の有無により翼面上の境界層内速度分布が大きく異なり、後退角が存在するとスパン方向に正弦状に規則的な速度の変化が生じることがわかる。特に $x/C=0.60$ 位置で著しく、 $\Lambda=0^\circ$ では全く存在していない速度変化が $\Lambda=45^\circ$ では流れ場全域に生じ、速度分布も乱れ分布も顕著に発生することがわかる。これは、流れ方向にほぼ平行な回転軸を持つ縦渦(通称「横流れ渦」)が境界層(せん断流)中に発生したために起きた現象である。丁度凹面壁上のゲルトラ渦が境界層中に与える影響と同じである。図(b)は、主流方向の速度 u の流れ方向、スパン方向分布について3次元表示した結果である。速い流れの部分と遅い流れの部分の部分が規則的に交互に現われているが、遅い部分はどちらかというと鋭いV字谷の形状をしており、速い部分は緩やかな丘の形状をしているのが特徴的である。またこの測定では、 $x/C=0.55$ あたりから現象が減衰する傾向を示している。横流れ不安定性を引き起こす圧力勾配が、この位置付近で急激に正に転じる(図2(a)参照)ためであろう。これらの図から横流れ渦との対応を決定することは出来ないが、流速の速い部分と遅い部分の間に渦軸は存在することになる。

次に粗さ無しの場合の境界層内部の様子について、格子点を y 、 z 軸方向に細かに取りメッシュ計測を行った結果を図4に示す。いずれも、流線間隔は $0.01U$ である。流れ方向に進むにつれて3つの横流れ渦が空間的に成長してゆく様子がうかがえる。横流れ渦の中心は、等高線が開いた部分付近にあるように思われる。

また、渦の位置が x 方向にずれるのは渦軸が x 軸に対して傾いているためである。図5(a), (b)は、熱線からの時間信号波形とその周波数分析結果である。図(a)から、翼弦方向に進むにつれて速度場に高周波の非定常成分が次々と成長してくる様子がうかがえる。すなわち、 $x/C=0.4$ の位置において殆ど定常である流れ場に、 $x/C=0.5$ ではおよそ300Hzの低い周波数の変動波形($f_1 \approx 300\text{Hz}$)が顕著に現われる。そして $x/C=0.55$ の位置まで進むと、周波数がおよそ1桁高い周波数の変動波形($f_2 \approx 4\text{kHz}$)が低周波の変動に間欠的に重なって現われる。さらに $x/C=0.6$ まで進むと、波形全体にわたり常時 f_2 が発生するようになる。そのような様子は図(b)と比較しながら見るとよくわかる。

以上から、本実験モデルの場合流速25m/sでは粗さが存在しなくとも横流れ不安定が発生し、 $x/C=0.7$ の位置($Re = Ux/\nu = 2.1 \times 10^6$)ではほぼ完全乱流状態まで遷移する。

2・2 微小粗さが存在する際の境界層の

安定性 図6(a), (b)に、粗さ高さ $k/\delta=0.23$ ($k=45\mu\text{m}$)の微小粗さ要素1個を、 $(x/C)_r=0.045$ 、 $(y/C)_r=-0.0056$ の位置に設置した場合の速度場について示す。流速を15m/sと低く設定したのは、粗さが存在しない場合に境界層はほぼ層流を保っている状態だからである。図(a)が粗さ無しの場合、図(b)が粗さ有りの場合である。粗さが存在すると、粗さが存在しない場合には殆ど同様であった場所に、粗さの下流 $x/C=0.3$ あたりから変化が生じ始め、下流にゆくに従って3個、5個の縦渦(横流れ渦)が発生してくる。1個の粗さは

Fig.1 Experimental set-ups

3 個, 5 個と奇数個の渦を誘発して行くようである。図 7 に, 高さの異なる 2 種類の粗さを $(x/C)_r = 0.05$ に設置した場合の流れ方向速度の乱れ強さの増幅率を示す。ここに n_s は $n_s = \ln \{ (u/U)_{rms} / (u_0/U_0)_{rms} \}$ であり, u_0 , U_0 は横流れ渦が発生する直前の局所流速と境界層外縁流速である。粗さの高さが高くなるに従って乱れ強さの最大位置がそれぞれおよそ 10%, 15% 以上早まっていることがわかる。しかし増幅率の最大値は小さくなる傾向を示す。次に図 8 に粗さ高さを変えた場合の結果について示す。高さが大きくなると, 粗さ位置とは無関係に速度の変動量が大きくなり, かつ y が正の方向, すなわち翼端 (Wing tip) の側に変動の山, 谷がシフトする傾向を示す。粗さ高さが高くなると, より速い流れが境界層中に取り込まれ, かつ速い流れは翼端側にシフトするので, このような結果は説明がつく。

(a) Wing profile and pressure profile (DFVLR F-4)

(b) 3D boundary layer and coordinates

Fig.2 Swept wing model and three-dimensional (3D) boundary layer

(a) Velocity profiles in relation to sweep angle

(b) Velocity profile in x-y plane

Fig.3 Spanwise velocity profiles
(25 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^4$, no roughness) Fig.4 Velocity contour in y-z plane
(25 m/s, no roughness, $y = 0.3$ mm, $z = 0.1$ mm, contour step : $0.01 \times U$)

2・2・1 1個の粗さをx方向に変化させて設置した場合 次に、1個の粗さ要素のx方向位置を変えた場合について図9(a)~(d)に示す。図(a)は粗さ無しの場合である。発生する渦は壁面に対し固定して発生する。図(b)は $k/\delta = 0.21$ の粗さを $(x/C)_r = 0.3$ に設置した場合の結果である。大きな変化は認められず、この位置にこのサイズの粗さは殆ど流れ場に影響を与えない事を示している。これに対して図(c)は $(x/C)_r = 0.05$ の位置に $k/\delta = 0.30$ の粗さを設置し、図(a), 図(b)と同じ位置で測定したものである。明瞭な横流れ渦が3個発生していることが見てとれる。粗さの物理的高さは同じであるが、測定位置の境界層厚さが違うため異なった無次元高さになっている。図(d)は、 $(x/C)_r = 0.20$ の位置に $k/\delta = 0.35$ の粗さを設置した場合の結果であるが、1つの大きな剥離状の流れになってしまっている。圧力勾配が緩やかになり、より剥離しやすくなっている状態の領域に比較的大きな粗さを設置すると、横流れ渦が生じる前に剥離が生じてしまう事実を示している。

2・2・2 2個の粗さの間隔をスパン方向に変化させて設置した場合 微小粗さがスパン方向に一定の間隔で分布した場合、発生する横流れ渦はどのような影響を受けるかということは実機の翼上の表面状態(リベットなどによる表面上の非一様性など)との関係で重要である。図10(a)~(h)は、 $(x/C)_r = 0.05$ の位置に $k/\delta = 0.30$ の粗さを2個スパン方向に並べ、少しずつその間隔を変えて設

Fig. 5 Time trace of velocity signal and its frequency analysis results for different chord positions (25 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^{-4}$, no roughness)

置し、 $(x/C)_r = 0.3$ の位置で測定した結果である。図中には設置した粗さの間隔が示されており、粗さに誘起されて発生する横流れ渦の様子がうかがえる。図(h)は粗さを同じ位置に1個だけ設置した場合の様子である。この流れ場が自然に受け入れ易い渦間隔はおよそ9mmである。この値を念頭におきながら図を観察すると、図(c)から明らかのように、粗さ間隔が自然に発生する渦間隔に近い時に一番強く渦が発生しているようである。この場合、その位置は図(b)と(c)の間の条件に対応する。また、粗さ間隔が大きくなると再び渦の発生は緩やかになり、渦と渦の間に渦が存在しない空間が生じ始める。さらに粗さ間隔が大きくなると、図(f), (g)からも明らかのように十分に空いた空間に、新たに1つ又は2つと弱い渦が発生していく。

2・3 外界に存在する音波の境界層内への受容性

航空機の主翼境界層を層流化することを考えると、翼下に取り付けたエンジンからの騒音の影響が遷移にどのような影響を与えるのか、という問題、すなわち境界層の音に対する受容性が重要になってくる。以下はこのような状況を考慮に入れた基礎研究の結果である。まず音の周波数を広い範囲で変化させ、境界層の応答性を熱線流速計の時間波形を観察することにより調べた。その結果、本実験条件では300Hzの音波に対して一番強く反応した。図11(a), (b)は、 $(x/C)_r = 0.045$ の位置に $k/\delta = 0.30$ の粗さを設置し、後退翼の下方(wing root側)から300Hzの音をスピーカ

Fig. 6 Velocity profiles in x-y plane with and without roughness (15 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^{-4}$)

ーにより供給した場合の熱線からの速度変動の測定結果である。実線が音波を供給しない場合、点線が供給した場合である。熱線プローブのスパン方向の位置は、図4の測定結果を参考にほぼ渦軸上に配置されている。音を供給しない時、熱線風速計に対し殆ど応答せず、層流状態を保つ境界層であるが、音を供給すると著しく応答し、強い規則的な300Hzの正弦波形が観察される。また図(b)はそれらの波形の周波数分析結果である。300Hzと600Hzに強いスペクトルが存在している。また、熱線プローブを主流中に移動し、音を供給して測定した結果についても図中に示している。この図から、熱線風速計により境界層中に検出された強い300Hzの変動は、音の圧力変動により誘起された微小な速度変

Fig.7 Turbulence intensity in streamwise direction with respect to roughness height (25 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^{-4}$)

Fig.8 Spanwise velocity profile with respect to roughness height (25 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^{-4}$, $(x/C)_r = 0.05$, $s/C = 1.1 \times 10^{-2}$)

動を熱線プローブが検出したものでは無く、境界層中で翼表面の微小粗さと音波が干渉し、音波が境界層中に受容⁽¹⁸⁾されて速度変動として成長したものであることがわかる。そして300Hzという周波数は、横流れ不安定場に成長する非定常1次不安定性(f_1)である⁽¹⁹⁾ことが判明している。 f_1 は進行波であり、ほぼスパン方向に伝播する⁽¹⁹⁾ことが知られている。そして図11の状態は丁度音波を f_1 の進行方向(スパン方向)に供給した場合に対応している。音波を供給する方向に対しても境界層は強い指向性を示した。スピーカーの位置を変化させると、応答が最も強いスパン方向から約90°変化させた位置では、応答は極小値を取るのが観察された。この結果を示したのが図12である。音波を供給する方向をおよそ90°ずらし、翼スパン方向からと弦長方向から与えた場合についての結果である。点線がスパン方向(wing root)から音波を与えた場合であり、実線が翼弦長方向(風洞上方)から与えた場合である。この図から、wing rootから音波を与えた方が強い速度変動を誘起することがわかる。およそ4倍大きい反応を示している。この結果はRadeztskyら⁽²⁰⁾の結果と異なっている。おそらく音を供給する方向が重要な役割をしているものと思われる。

(a) no roughness

(b) $(x/C)_r = 0.20$, $k/\delta = 0.21$, $s/C = 1.1 \times 10^{-2}$

(c) $(x/C)_r = 0.05$, $k/\delta = 0.30$, $s/C = 1.1 \times 10^{-2}$

(d) $(x/C)_r = 0.20$, $k/\delta = 0.35$, $s/C = 1.1 \times 10^{-2}$

Fig.9 Velocity contour with roughness in different streamwise positions (25 m/s, $x/C = 0.3$)

しかし、応答する攪乱の周波数は何れも同じであり、300Hz以外の変動は全く応答しなかった。図13は wing root から音波を与えた場合と、粗さも無く音波も与えない場合の x 方向の定常速度成分の増幅割合を示している。粗さのみ、および粗さと音波をカップリングさせた場合に乱流遷移が促進される様子を示している。しかし乱流遷移は早まるが、その増幅割合は低く抑えられていることもわかる。その理由としては、粗さを設置したり音波を供給すると、初期乱れ強さも大きくなることが考えられる。音波を供給することにより粗さとの組み合わせで乱流促進がなされることは明らかになった。その物理的な説明ははまだ明らかではないが、詳細に調べると、音波は1次不安定性 f_1 に直接的に影響を与えている。その結果、2次不安定性 f_2 も誘発されて増幅することが判明した。熱線波形を観察すると、特に f_1 の波の高い位置で f_2 が増幅される傾向を示した。これ迄の研究は、横流れ不安定性が支配する

Fig.10 Wavelength selection of crossflow vortices with different roughness spacing (25 m/s, $x/C=0.3$, $k/\delta=0.3$, $(x/C)_r=0.05$, contour step: $0.01 \times U$, number of roughness elements $m=2$)

(a) Time signal

(b) FFT analysis results

Fig.11 Boundary layer response for external sound excitation
(hot wire position : at vortex axis, 25 m/s, $z/C=5.56 \times 10^{-4}$, $k/\delta=0.3$, $(x/C)_r=0.045$)

(a) Time signal

(b) FFT analysis results

Fig.12 Boundary layer response for external sound excitation from different directions
(25 m/s, $z/C=5.56 \times 10^{-4}$, $k/\delta=0.3$, $(x/C)_r=0.045$, 300Hz, 100dB)

流れ場では 2 次不安定性が主要な役割をして乱流遷移する⁽²¹⁾ことが既に示されている。

図 14 (a)~(c) に、それぞれの場合の乱流遷移の傾向について模式的に示している。図 (a)に示すように微小粗さが存在しないと、同じ条件で乱流遷移まで至らないのに、粗さを設置すると乱流遷移まで到達するようになり、かつ図 (c)に示すように音波を供給すると遷移領域幅が狭まり、さらに乱流遷移位置も早まることが判明した。しかし、その傾向を定量的に示せる程のデータは得られていない。

Fig.13 Disturbance growth rate with sound excitation
(25 m/s, $z/C = 5.56 \times 10^{-4}$, $k/\delta = 0.3$, $(x/C)_r = 0.045$)

CV : Onset of crossflow vortices
f₁ : Onset of f disturbance
f₂ : Onset of f disturbance
TT : Turbulent Transition point

Fig.14 Schematic sketch of turbulent transition process

3. 結 言

以上、後退翼境界層内に発生する横流れ不安定性に関して、微小表面粗さの与える影響、並びに外界から供給される音波の境界層内への受容性について実験的に詳細な研究を行った。その結果をまとめると以下のようになる。

(1) 後退翼前縁付近に微小な粗さを設置すると、より低い臨界レイノルズ数で境界層は不安定になり、横流れ渦が早期に発生する。

(2) 微小粗さを設置すると、低い周波数の攪乱 f_1 とそれより 1 桁高い周波数の攪乱 f_2 のいずれも影響を受けて増幅するが、周波数が 1 桁も大きい f_2 が間接的に増幅することが特徴的である。

(3) 粗さを設置した状態で外界から音波をスパン方向に供給すると、境界層は特定の周波数に対して強く応答する。コード方向から供給した場合よりおよそ 2 倍強増幅した。300 Hz の周波数に対して一番強く応答し、音波を供給しない場合より 1 桁以上大きく増幅した。この周波数の攪乱は横流れ不安定性の中の、非定常成分 f_1 であることが判明している。

(4) 後退翼前縁付近に 2 個の微小粗さを設置し、その間隔を変えて境界層の応答性を調べた。その結果、横流れ渦が顕著に発生するのに最適な粗さ間隔が存在し、その間隔は自然に渦が発生する間隔とほぼ等しく、 $\lambda/\delta \approx 1.3$ であった。

(5) 後退翼前縁付近に微小粗さを設置し、その高さを変えた場合にも境界層は応答した。すなわち、粗さ高さが大きくなるにつれて発生する横流れ渦も強く発生した。また、その発生位置も翼端側に少し移動することが判明した。

本研究の遂行にあたり有用なご助言を下さいました元東北大学教授増田先生に感謝致します。また実験の遂行や装置の制作にあたり、東北大学流体科学研究所、太田福雄技官、浅野和夫技官、加藤 誠技官の助力を得ました。ここに付記して謝意を表します。

文 献

- (1) Bushnell, D. M. and Tuttle, M., NASA RP, 1035 (1979).
- (2) Thomas, A. S., AGARD Rep. 723, Paper No.1 (1985).
- (3) Pfenninger, W., Gross, L., Bacon, J. W. Jr., Northrop Rep. NAI-57-317(BLC-93), (1957).
- (4) Bacon, J. W. Jr., Tucker, V. L., Pfenninger, W., Northrop Rep. NAI-59-328(BLC-119), (1959).

- (5) Pfenninger, W., Bacon, J. W. Jr., Boundary Layer and Flow Control, 2, G. V. Lachmann ed, New York Pergamon, (1961), 1007.
- (6) Poll, D. I. A., College of Aeron. Rep. 7803, Aug., (1978).
- (7) Morkovin, M. V., Viscous Drag Reduction, C. S. Wells ed., New York Plenum, (1969), 1.
- (8) Nishioka, M. and Morkovin, M. V., J. Fluid Mech., 171 (1986), 219.
- (9) Goldstein, M. E. and Hultgren, L. S., J. Fluid Mech., 181 (1987), 159.
- (10) Heinrich, R. A. and Kerschen, E., AIAA Paper 88-3758-CP (1988).
- (11) Saric, W. S., Wei Wei, and Rasmussen, B. K., Laminar-Turbulent Transition, R. Kobayashi, ed., Springer-Verlag, (1995), to be published.
- (12) Reed, H. L. and Saric, W. S., Ann. Rev. Fluid Mech., 21 (1989), 235.
- (13) 小濱・Saric, W. S., Hoos, J. A., 機論 58-554, B (1992), 107.
- (14) Ito, H., Kobayashi, R. and Kohama, Y., Aeron. J. (1992), 141.
- (15) Poll, D. I. A., Laminar-Turbulent Transition, R. Eppler and H. Fasel ed., Springer-Verlag (1980), 253.
- (16) Gregory, N., Stuart, J. T., Walker, W. S., Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A248 (1955), 155.
- (17) Gray, W. E., RAE TM Aero. 255.
- (18) 小林・ほか 6 名, なかれ 12 別冊 (1993), 96.
- (19) Kohama, Y., Kodashima, Y., Watanabe, H., Laminar-Turbulent Transition, R. Kobayashi ed., Springer-Verlag (1995), to be published.
- (20) Radeztsky, R. H., Reibert, M. S., Saric, W. S., Takagi, S. AIAA Paper 93-0076 (1993).
- (21) Kohama, Y. and Suda, K., AIAA J. 31 (1993), 212.