

〔原著論文〕

実効的なレベルを用いた 境界層遷移に対する外乱の影響の評価

*宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部

徳川直子†

*宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部

高木正平

気流中に含まれる残留乱れや騒音は、境界層の遷移を促進することが知られているが、その影響の強さは周波数に依存すると考えられる。そこで、境界層遷移に対する残留乱れ Tu および騒音レベル SPL の影響を、オーバーオール値ではなく、周波数に依存する重み付けを行った実効的なレベルを用いて評価することを提案する。重み付けを行う関数は、中心周波数および周波数帯域の幅をパラメータとする二次関数を用いた。そして重み付けを行った実効的な外乱レベル $Tu_{\text{effective}}$ および $SPL_{\text{effective}}$ と、 e^N 法を用いて予測された境界層の遷移位置における攪乱の空間増幅率 N の関係を、二次元翼 NACA0012 について調べた。その結果、基本不安定波の増幅特性を模擬して重み付けを行った場合に、最も予測精度が向上することがわかった。

Evaluation of Influence on 2-D Boundary Layer Transition of External Disturbances Using Their Effective Levels

Naoko TOKUGAWA, Institute of Aerospace Technology, Japan Aerospace Exploration Agency

Shohei TAKAGI, Institute of Aerospace Technology, Japan Aerospace Exploration Agency

(Received 1 August 2007)

Effective external disturbance levels of free-stream turbulence and acoustic noise are proposed to evaluate their influence on laminar-to-turbulent transition in 2-D boundary layers. These effective external disturbance level are defined as the product of experimentally measured external disturbance and a weight function, which has two parameters such as the center frequency and the band width. Those two parameters are optimized in boundary layers on an NACA0012 airfoil. In results, they are found out to be related to the growth rate of the primary instability predicted by e^N method based on linear stability theory.

(KEY WORDS): boundary-layer transition, transition prediction, e^N -method, free-stream turbulence, acoustic noise, frequency dependence

1 はじめに

境界層の遷移位置は、気流に含まれる残留乱れや騒音、および物体の表面粗さなどの外乱に依存することが知られている。遷移位置に対する外乱の影響を定量的に評価するために、外乱の受容過程を理解する試みが実験的に、あるいは理論的に行われているが、いまだに実用段階にないと思われる¹⁻⁵⁾。遷移位置に

対する外乱の影響を定量的に評価するもう一方の試みとして、遷移位置における N 値と外乱の振幅の関係を定式化する方法がある。ここで N 値とは、不安定攪乱の局所振幅 A と初期振幅 A_0 の比で定義される攪乱の空間増幅率 $N=\log(A/A_0)$ のことである。現在、遷移位置の予測に最もよく用いられている e^N 法^{6,7)}では、この N 値がある値を越えた点を遷移位置とする。この N 値に対する外乱の影響を定式化する試みとして、最もよく知られているのは、Mack によって提案された平板境界層が遷移する位置における N と残留乱れ Tu の関係式^{8,9)}である。

*〒182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1

† E-mail: tokugawa.naoko@jaxa.jp

これ以外にも、 N と、圧力変動¹⁰⁻¹²⁾や表面粗度^{13,14)}の関係式が求められている。著者らは、後退角と迎角を持たない二次元形態における NACA0015¹⁵⁾、同じく二次元形態の NACA0012、および後退角と迎角を持つ三次元形態における NACA0012¹⁶⁻¹⁸⁾の遷移に対して、自由流中に含まれる2種類の変動、すなわち残留乱れと騒音が N 値に及ぼす影響を調べてきた。そして、これら3種類の流れ場について、それぞれは値は異なるが、遷移位置における N 値が、定数係数 C_{Tu} 、 C_{SPL} および C を用いて、

$$N = C_{Tu} \times \ln(Tu) + C_{SPL} \times SPL + C, \quad (1)$$

という形式で表せることを示した。

ところで、これまでは、外乱の影響は広い周波数帯域にわたるオーバーオール値として評価されてきた。しかし一方では、遷移を導く不安定波は、不安定波と同じ周波数の外乱が受容され、生成されることが知られている。すなわち外乱が遷移を促進させる効果には周波数依存性があり、 N 値に対する外乱の影響もその遷移促進に応じた重みを付けて評価する必要があると考えられる。このような周波数に依存した外乱の実効的なレベルを新たに提案できれば、遷移予測精度はより向上するものと期待される。

そこで本研究の目的は、遷移予測精度を最も向上させるため、周波数に依存した重み付けを行った実効的な外乱レベルを提案することである。そのため、本研究では、後退角および迎角を持たない矩形の NACA0012 翼の自然遷移に対する外乱の影響¹⁶⁻¹⁸⁾を再評価する。さらに、自由流中の攪乱を人工的に増加し遷移を促進させた場合に対しても評価を行い、周波数に依存した実効的な外乱レベル導入の効果を調べる。

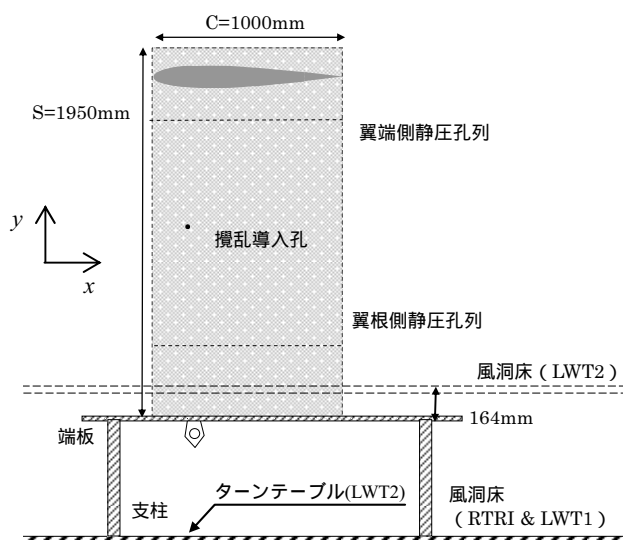


図 1: 装置

2 実験装置および方法

実験は、鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞 (Large-scale low-noise wind tunnel of Railway Technical Research Institute; 以下 RTRI と略称)、宇宙航空研究開発機構の 6.5m×5.5m 低速風洞 (6.5m×5.5m Low-speed wind tunnel; 以下 LWT1) および 2m×2m 低速風洞 (2m×2m Low-speed wind tunnel; LWT2) の 3 つの風洞において実施した¹⁵⁻²²⁾。LWT1 は、送風機動翼の回転数と動翼の開度を組み合わせて一様流速を制御可能である²⁰⁾。動翼の開度を通常の 80%にした場合に比べ、40%に閉塞した場合には、同じ流速であっても自由流中の乱れが増加することがわかっている¹⁵⁾。そこで、本研究では、LWT1 において動翼の開度が 80%の場合を自然状態とし、対する動翼の開度が 40%の場合を人工攪乱を導入した状態として扱うこととした。従って、両条件で、境界層はそれぞれ自然遷移する、あるいは人工攪乱によって強制遷移すると考えられる。なお、気流乱れの計測方法は、文献 15 の通りである。

二次元翼型 NACA0012(翼弦長 $C=1000\text{mm}$ 、翼幅 $S=1950\text{mm}$) およびその設置状況を図 1 に示す^{17,18)}。模型の表面は c-FRP 製で、内部は 150mm 間隔のリブ構造となっている。座標原点は、翼根側前縁を原点とし、翼弦方向に X 、翼幅方向に Y とする。 $Y/C=0.375$ および $Y/C=1.575$ には、各 46 ポートの静圧孔が空いている。

翼模型は風洞床面から 700mm の高さに置かれた端板上に鉛直に設置された。ただし、LWT2 においては風洞の高さが低いため、翼模型を設置する端板を取り付けた風洞床のターンテーブル部分を、風洞床面より下ろした(図 1)。その結果、端板(模型下端)が風洞床面より 164mm 下方となった。また、ターンテーブルを下げたことによって空洞となった床部分には、仮設の床を取り付けた。各風洞において模型の迎角 $\alpha=0^\circ$ は、静圧分布が上下面で一致する角度で定義した。各風洞における静圧分布の計測方法は、文献 15 の通りである。

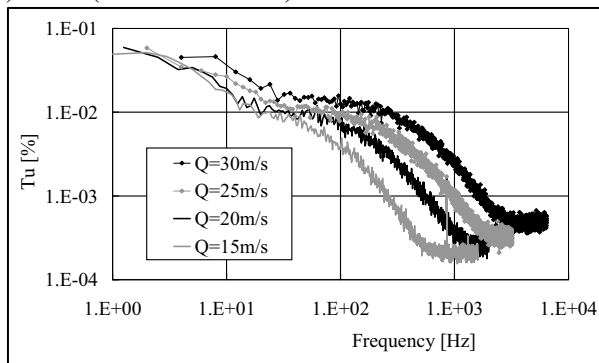
遷移位置の検出には、赤外線カメラ(NEC 三栄製 TH1101 および日本アビオニクス製 TVS-8502)を用いた表面温度分布計測を採用した。赤外線カメラを用いた表面温度分布計測によって検出される遷移位置は、プレストン管および熱線風速計によって検出された位置と一致することが定量的に示されている^{17,18)}。ただし、低垂音速流中では、層流状態と乱流状態に自然に温度差は生じない。そこで本計測では、通風前にヘアドライヤーを用いて模型表面を均等に気流より 10°C 程度加熱し、層流状態に比べ乱流境界層での温度拡散が速いことを利用して両者に温度差を生じさせた。

3 結果および考察

3.1 残留乱れおよび騒音レベル

残留乱れ Tu のスペクトラムを図2に示す. 同じ風洞であれば, 一様流速 Q が高いほど残留乱れが高く, 特に高周波成分が増加していることがわかった(図2a). この傾向は他の風洞でも同様であった¹⁵⁾. 一方, 一様流速が一定の場合, 各風洞の残留乱れのオーバーオール値および周波数特性は大きく異なった(図2b). オーバーオール値は RTRI, LWT2, 自然状態の LWT1, 人工攪乱を導入した場合の LWT1 の順に低かった. そして RTRI と LWT1 の周波数特性は高周波成分が高く類似しているが, LWT2 では反対に高周波成分が低くなっていた. LWT1 において人工攪乱を導入した場合の残留乱れは, 自然状態の場合に比べ, やや高くなったが, 全体としては大きな違いはなかった.

(a) LWT1(自然状態の場合)



(b) $Q=20\text{m/s}$

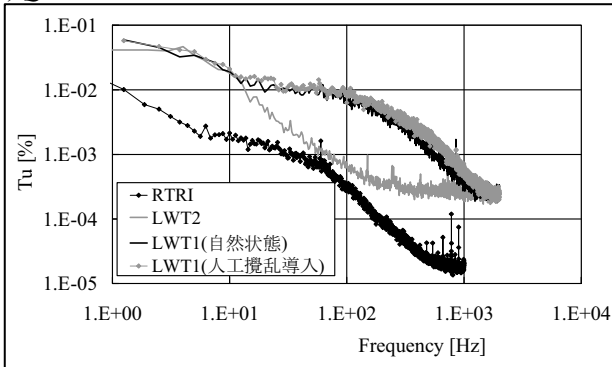


図2: 残留乱れ.

次に騒音レベル SPL のスペクトラムを図3に示す. 残留乱れと同様, 騒音レベルも同じ風洞では一様流速が高いほど高かった(図3a). しかしその周波数特性は残留乱れとは異なり, 全ての周波数帯域が一様流速とともに一様に増加した. 風洞毎に比較した場合, 自然状態では騒音レベルのオーバーオール値には違いがあるが¹⁵⁾, スペクトラムには大きな差は見られなかった(図3b). LWT1 において人工攪乱を導入した場合には, 自然状

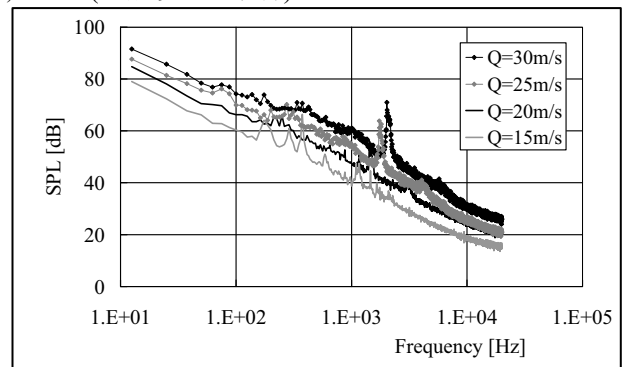
態に比べ, 10Hz から 2kHz 程度の帯域で騒音レベルが大きく増加することがわかった.

以上の結果から, LWT1 において人工攪乱を導入した場合, 自然状態に比べ, 残留乱れおよび騒音レベルが増加することが確認された.

3.2 遷移位置

各風洞において $Q=20\text{m/s}$ の場合の赤外線カメラ画像によって計測され表面温度 T の分布を図4に示す. 上流の層流領域では高温が保たれ, 下流の乱流領域では急速に冷却され低温となっており, 表面温度分布から遷移位置が特定できることがわかる¹⁶⁻¹⁸⁾. $X/C=0.5$ 近傍の翼幅方向, および翼弦方向に等間隔に観測された筋状の低温領域は模型を形成するリブ状の構造材によって表面の熱が奪われたものである. これまでの結果から, 翼の表面温度は, 時間がたつにつれて分布形状を保ったまま, 全体的に低下すること, また構造材の影響のない領域では, 翼幅方向に温度変化がないことが確認されている^{17,18)}. そして翼幅方向に平均した表面温度分布 $T_{\text{span-average}}$ から, 人工的に残留乱れおよび騒音レベルを増加させていない自然遷移の場合には, 遷移位置は RTRI, LWT2, LWT1 の順に下流へ移動していることがわかってい

(a) LWT1(自然状態の場合)



(b) $Q=20\text{m/s}$

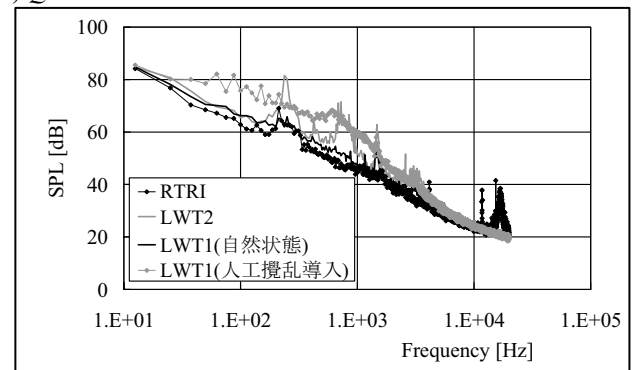


図3: 騒音レベル.

ここで LWT1 において人工攪乱を導入し, 残留乱れ

および騒音レベルを増加させ強制遷移させた場合の表面温度分布(図 4b)を, 自然遷移の場合(図 4a)と比較する. 温度範囲が自然遷移の場合と強制遷移の場合で異なっているが, これは通風開始前に模型を加熱した温度に差があったためで, 前述の通りこの温度差は遷移位置には影響しないことがわかっている. さて, 図から明らかのように人工攪乱を導入した場合, 温度が急激に低下する遷移位置が上流へ移動している. このことは翼幅方向に平均した表面温度 $T_{\text{span-average}}$ の分布からも定量的に示される(図 5)^{17,18)}. 自然遷移の場合は $X/C=0.5$ 近傍で構造材の影響によって局所的な低温領域が存在するが, その領域を除けば, 表面温度分布は, 層流と思われる温度が上昇する領域, 遷移領域と思われる急激に温度が減少する領域および乱流と思われる低温領域の 3 つに分けられる. 一方, 強制遷移させた場合は, 構造材の影響も大きく現れておらず, 明確に 3 つの領域に分けられる. ここで, それぞれの領域における温度分布を線形近似した直線の交点を遷移の開始(Onset)および終了(End)点と定義する(図 5)^{17,18)}. その結果, 遷移の終了点は, 強制遷移させた場合と自然遷移の場合に大きな差はないが, 開始点は強制遷移させた場合に上流側へ移動し, 遷移領域における温度減少が緩やかになることがわかった. 従って, 開始点と終了点の midpoint で定義される遷移点 X_{Tr}/C ^{17,18)}は, 残留乱れおよび騒音レベルを増加させることによって上流へ移動することが確認された.

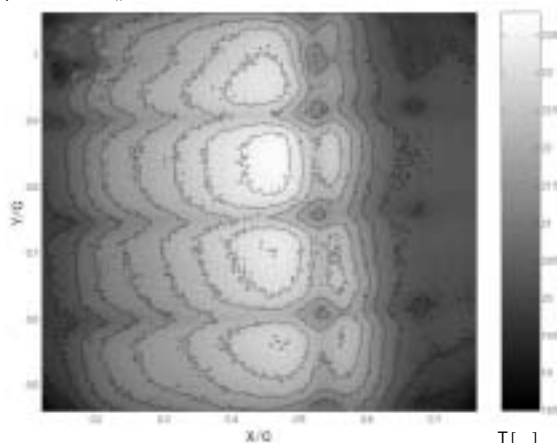
3.3 実効的な外乱レベルの提案

次に, 実効的な外乱レベルを決定するための重み付け関数について考察する. 遷移を導く不安定攪乱を励起するには不安定波と同じ周波数の外乱が有効であることから, 重み付け関数は不安定攪乱の空間増幅率に関連した関数が妥当であると推測される. そこで, まず攪乱の空間増幅率を数値的に予測する. 予測には, 宇宙航空研究開発機構総合技術研究本部において開発された e^N コード(LSTAB と呼称)^{6,7,17,18)}を用いた. 基本流である境界層内の速度分布は, ポテンシャル流を仮定して Imai の等角写像法²³⁾を用いて求めた圧力分布から, Kaups と Cebeci の境界層計算コード²⁴⁾を用いて計算した. LSTAB コードは, 圧縮性線形安定論に基づいており, 局所平行流の近似を採用している. また攪乱の増幅率は, 局所的に最大の増幅率を連ねる envelope 法を用いて算出した.

実験を行った各流速に対応して得られた N 値の分布を図 6 に示す. これまでに, それぞれの流速において, 空間増幅率 N の値は流れ方向に増加するが, 周波数に対する相対的な関係は流れ方向に大きく変化しないことがわかっている. そこで, 本論文では代表的な N 値

の周波数分布として, $X/C=0.4$ における N の分布を採用した. また各分布は, 最大値が 1 となるよう, それぞれの流速における最大振幅 N 値(N_{max})で正規化した. 図から N 値分布は, 一様流速 Q が速いほど中心周波数が高く, 増幅する周波数帯域の幅も広いことがわかる. そこで, 各分布を, 中心周波数 f_0 および重み付け関数の広がり幅 B の 2 つをパラメータとする二次関数で最小二乗近似した(図 6).

(a) 自然遷移



(b) 強制遷移

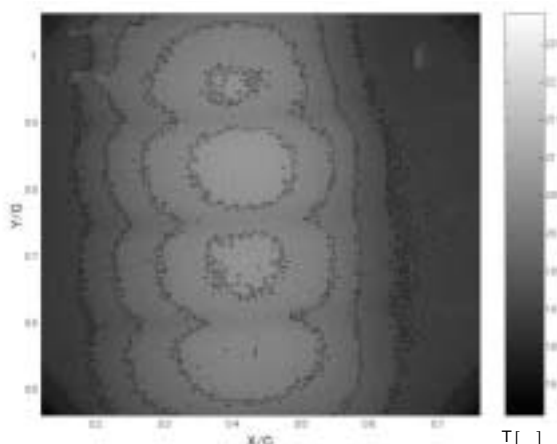


図 4 LWT1, $Q=20\text{m/s}$ における赤外線カメラ画像

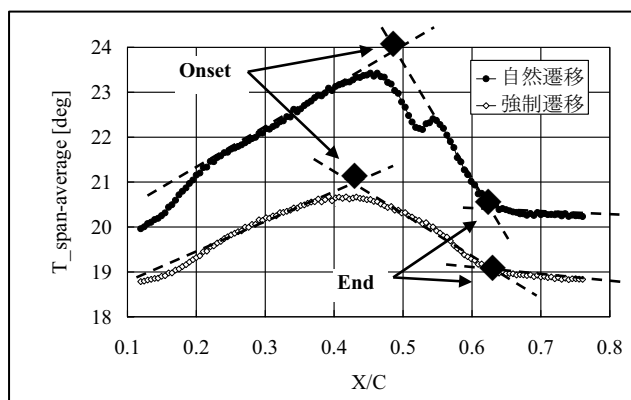


図 5 LWT1, $Q=20\text{m/s}$ における表面温度分布.

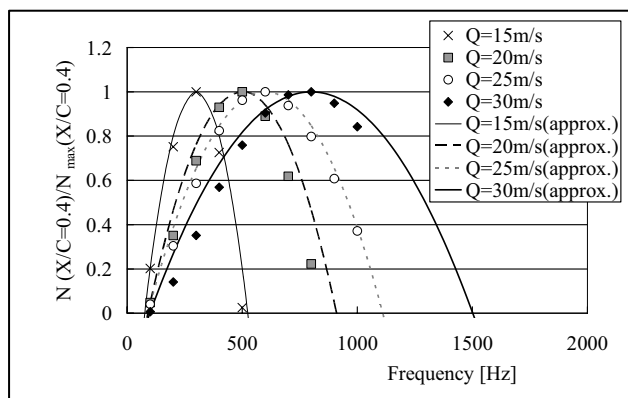


図6 攪乱の増幅率と最小二乗近似二次関数.

次に、実効的な外乱レベルを算出するための重み付け関数を、上記の近似で得られた二次関数を指数とする指数関数、

$$W(f) = \exp[-(f - f_0)^2 / B + 1] / \exp[1], \quad (2)$$

で定義した。攪乱の振幅は空間増幅率 N の指数に比例するから、実効的な外乱レベルは、実測された外乱レベルに式(2)で定義された重み付け関数を乗じればよいと考えられる。

表1 重み付け関数のパラメータ

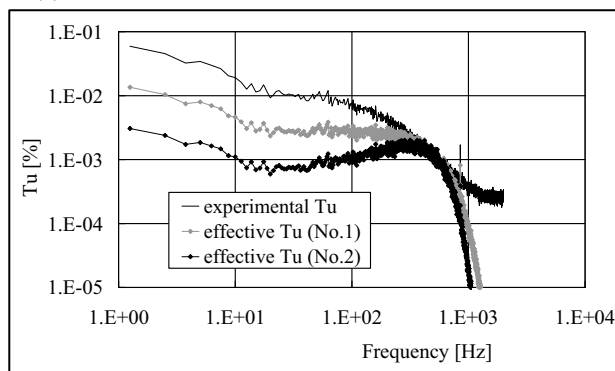
No.	中心周波数 f_0	幅 B
1	f_{0N} $\left(\begin{array}{l} 300\text{Hz}@Q=15\text{m/s} \\ 500\text{Hz}@Q=20\text{m/s} \\ 600\text{Hz}@Q=25\text{m/s} \\ 700\text{Hz}@Q=30\text{m/s} \end{array} \right)$	B_N $\left(\begin{array}{l} 5.03 \times 10^4 @Q=15\text{m/s} \\ 16.81 \times 10^4 @Q=20\text{m/s} \\ 26.04 \times 10^4 @Q=25\text{m/s} \\ 49.26 \times 10^4 @Q=30\text{m/s} \end{array} \right)$
2		$(1/2)B_N$
3		$2B_N$
4		$B_N @Q=15\text{m/s}$ $= 5.03 \times 10^4$
5		$B_N @Q=30\text{m/s}$ $= 49.26 \times 10^4$
6	10Hz	$(1/2)B_N @Q=15\text{m/s}$ $= 2.51 \times 10^4$
7		
8		

ここで、さらに遷移予測精度を向上させるために、実効的な外乱レベルを与える最適なパラメータを選出する。本論文では、No.1 から No.8 までの合計 8 つの重み付け関数について考察した。それぞれのパラメータを表1にまとめる。No.1 では 2 つのパラメータとして、 N 値分布を二次関数で近似してられた値を用い、それぞれを f_{0N} および B_N と表した。No.2 および No.3 では、広がり幅 B として基準となる B_N に 1/2, あるいは 2 を乗じた値を選択した。一方、No.4 および No.5 では、 B を流速に依存させず、流速が最も遅い ($Q=15\text{m/s}$) あるいは最も早い ($Q=30\text{m/s}$) 場合の B_N を選択した。No.6 以降では、

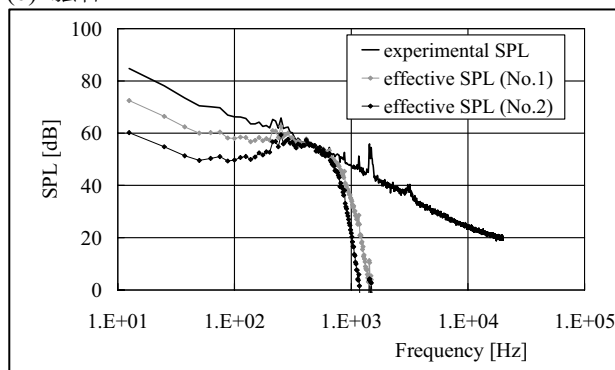
$Q=15\text{m/s}$ における B_N に 1/2 を乗じた値とした。中心周波数 f_0 は、No.2 および No.6 では f_{0N} と、No.7 および No.8 では流速に依存しない非常に小さい (10Hz) あるいは非常に大きい (10kHz) 定数とした。

No.1 および No.2 の重み付け関数を乗じた実効的なスペクトラムを、重み付けを行っていない実測された残留乱れおよび騒音のスペクトラムと比較する (図7)。重み付けされた実効的な残留乱れおよび騒音は、基本不安定波が最大増幅する中心周波数で実験的に計測された値に一致し、低周波および高周波で大きく減少した。また減少の割合は、重み付け関数の幅が狭い No.2 の方が、No.1 に比べて急激であった。これらの傾向は、重み付け関数の周波数依存性から当然である。

(a) 残留乱れ



(b) 騒音レベル

図7 外乱スペクトラムの計測値と実効値 (LWT1 の自然状態; $Q=20\text{m/s}$)

このように重み付けしたスペクトラムを、全周波数にわたって積分し、実効的な残留乱れ $Tu_{\text{effective}}$ および騒音レベル $SPL_{\text{effective}}$ を求めた。No.1 から No.8 までの関数について求めた残留乱れおよび騒音レベルを、重み付けを行っていない実測値と比較する (図8)。その結果、残留乱れも騒音レベルも、重み付け関数をかけることによって減少していることが確認できた。減少の割合は、重み付け関数に依存しており、 f_{0N} および B_N から推測される通り、重み付け関数の幅が狭い場合や中心周波数が高い場合には実効的なレベルが低くなった。またこれ

らの変化は、残留乱れと騒音レベルで定性的に一致すること、風洞には依存しないが確認された。図は割愛するが、この傾向は流速には依存していなかった。

予測精度が最も向上する実効的な外乱レベルを定量的に評価するために、実効的な残留乱れおよび騒音レベルと、実験で求めた遷移位置における N 値の関係を調べた。重み付けしていない残留乱れ Tu および騒音レベル SPL と N 値を三次元プロットした場合、その最小二乗近似平面 N_{fit} は、

$$N_{fit} = C_{Tu} \times \ln(Tu) + C_{SPL} \times SPL + C, \quad (3)$$

と表され、任意の外乱レベルに対する N 値の予測をする場合に適用できる^{15,17,18)}。ここで (3) 式で決定される最小二乗近似平面 N_{fit} と、実験的に得られた N 値の差が小さければ、計測値と最小二乗近似平面との差が小さい、すなわち予測精度が高いことを意味する。具体的に N 値の差 ΔN は、実験的に得られた N 値とその最小二乗近似平面の差の二乗和を N 値の二乗和で規格化した値の平方根

$$\Delta N = [\sum_i \{(N_i - N_{fit,i})^2\} / \sum_i \{N_i^2\}]^{(1/2)}, \quad (4)$$

で定義できる。従って、実効的な残留乱れ $Tu_{effective}$ および騒音レベル $SPL_{effective}$ を適用する効果を調べるには、 $Tu_{effective}$ および $SPL_{effective}$ に対して N 値を三次元プロットし、(3) 式を用いて最小二乗近似平面 $N_{fit, effective}$ を求め、その面と実験的に得られた N 値との差 ΔN を評価すればよい。図 9 に、No. 2 の場合について、 $Tu_{effective}$ および $SPL_{effective}$ に対して N 値を三次元プロットした結果を示す。実験的に得られた N 値をそれぞれ記号で、最小二乗近似平面を格子で、 $N_i - N_{fit,i}$ を各記号からの垂線でそれぞれ表している。垂線がわからないほど非常に短いことから、よく近似されていることがわかる。垂線の短さは、文献 17 の図 8 に示した自然遷移の場合に比べ明らかに短く、予測精度が向上し、 ΔN が小さくなっていると推測される。

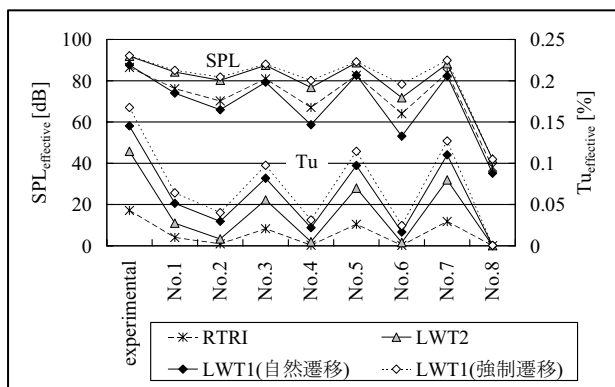


図 8 外乱レベルの計測値と実効値 ($Q=20\text{m/s}$)。

表 1 で挙げた 8 つの重み付け関数に対して、得られた ΔN の値を図 10 に比較する。その結果、外乱の大き

さとして、重み付けを行っていない実測値を用いた場合に比べ、No.1 か No.3 の重み付けを行った場合には ΔN が小さく予測精度が向上しているが、No. 4 と No. 5 の重み付けを行った場合には逆に ΔN が大きくなることがわかった。また、No. 4 および No. 5 と同じく、重み付け関数の幅を固定した No. 6 から No.8 でも ΔN 値の改善は見られなかった。No. 1 から No.3 の重み付けでは、2 つのパラメータ f_0 および B が流速に依存しており、基本不安定波の周波数特性が反映されている。一方、No. 4 から No. 8 では B が流速に依存していないので基本不安定波の周波数特性を反映していない。以上の結果から予測精度を向上させる重み付け関数には、基本不安定波の周波数特性を反映する必要があると考えられる。そして、基本不安定波の周波数特性を反映した中では、重み付け関数の幅を基準の 1/2 とした No. 2 の場合に、最も ΔN 値が小さく、最も予測精度が向上することがわかった。

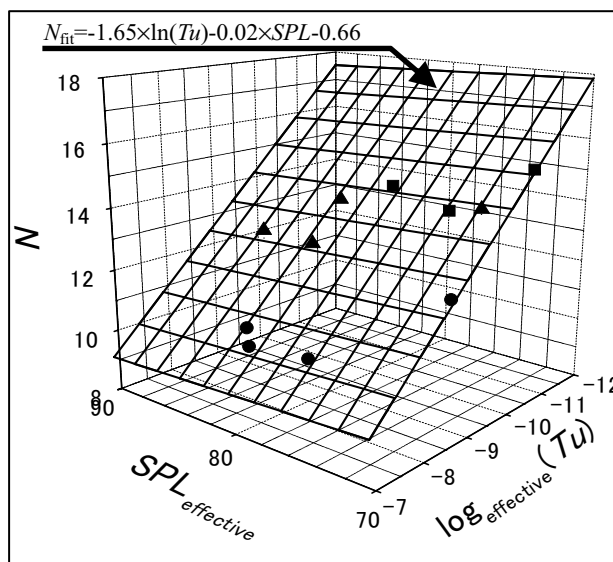


図 9 N 値と実効的な外乱の比較 (No. 2 の重み付け関数を採用した場合)。■ : RTRI, ▲ : LWT2, ● : LWT1。

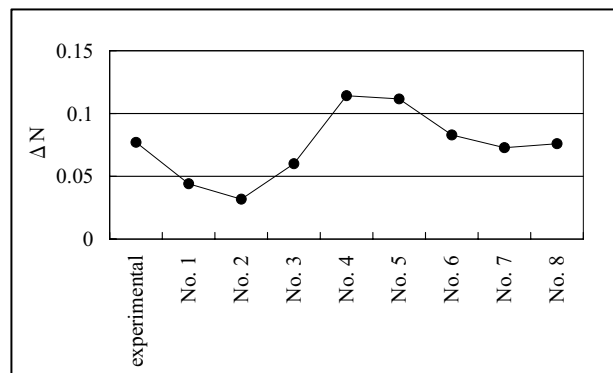


図 10 実効的な外乱レベルの定量的評価

ここで、この ΔN に対する精度の向上を、その差を生じる翼弦長に換算する。例えば $Q=20\text{m/s}$ で $X/C=0.6$ の場合について考える。この条件では $N=15.0$ と予測されている。外乱の大きさとして重み付けを行っていない実測値を用いた場合には、規格化した N 値の差 $\Delta N=0.08$ なので(図 10)、規格化していない N の誤差はこの ΔN にその位置における N の値を乗じた 1.2 となる。また、この N の誤差を生じる翼弦長は、 N と X/C の関係から $1.8\%C$ と見積もられる。これに対して、No.2 の重み付けを行った実効的な外乱レベルを導入した場合、 ΔN は 0.03 となり、規格化していない N の誤差は 0.5、 X/C は $0.7\%C$ 程度と求められる。両者を比較すると、この条件で予測される遷移位置の誤差は、 $1.8\%C$ から $0.7\%C$ に小さくなり、予測精度は 40%程度向上したと言える。 $X/C=0.3$ の場合についても同様の計算を行った結果、予測精度が同程度向上することがわかった。また、位置を $X/C=0.6$ に固定し、流速を変化させた場合にも、予測精度は同程度であった。したがって、実効的なレベルを導入することによって期待される予測精度の向上は 40%程度と結論される。

4 まとめ

二次元境界層遷移に対する外乱の影響を、外乱のオーバーオール値ではなく、周波数に依存した重み付けをした実効的なレベルを用いて再評価した。残留乱れ Tu および騒音レベル SPL について、中心周波数および周波数帯域の幅をパラメータとする重み付けを行い、攪乱の空間増幅率 N に対する e^N 法を用いて予測された境界層の遷移位置における攪乱の空間増幅率 N の関係を、後退角および迎角を持たない二次元翼 NACA0012 について調べ、重み付け関数の二つのパラメータの最適値を選出した。その結果、各流速における基本不安定波が最大増幅する周波数を中心とし、空間増幅率 N の周波数特性を最小近似した関数の $1/2$ の幅をもつ重み付け関数を用いて実効レベルを定義した場合、最も予測精度が向上した。期待される予測精度の向上は 40%程度である。このように実効的な外乱レベルを提案した研究は初めてである。

今後、人工的に外乱を加えた試験を行うことによって、さらにこの実効的な外乱レベルの有効性が確認されるものと考えられる。特に本試験では、人工的に大きく変化させることができなかった残留乱れについても、同じ実効的な外乱レベルが有効性であるか確認する必要がある。また本研究では、基本不安定波の効果を重視した実効レベルを提案したが2次不安定を励起する効果も評価する必要があるものと考えられる。

謝辞:宇宙航空研究開発機構西沢啓研究員、吉田憲司リーダ、上田良稲氏ならびに研修生として実験に携わった元東海大学大学院生坂巻たみ氏(現エンジニアリング・システム株式会社)、元都立科学技術大学大学院生大桑達也氏(現川崎重工業株式会社)に深く感謝の意を表す。また、本研究は、鉄道総合技術研究所および東北大学流体科学研究所との共同研究によって実施した。実験に協力していただいた東北大学流体科学研究所小濱泰昭教授、鉄道総合技術研究所井門敦志主任研究員に深く感謝の意を表す。

引用文献

- 1) W. S. Saric, H. L. Reed & E. J. Kerschen : Boundary-Layer Receptivity, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **34** (2002) 291-319.
- 2) M. Nishioka & M. V. Morkovin : Boundary-layer Receptivity to Unsteady Pressure Gradients: Experiments and Overview, *J. Fluid Mech.* **171** (1986) 219-261.
- 3) V. S. Kosorygin, R. H. Radeztsky & W. S. Saric : Laminar Boundary-Layer Sound Receptivity and Control, *Laminar -Turbulent Transition.VI* (ed. R. Kobayashi, Springer-Verlag, 1995) 517-524.
- 4) W. S. Saric, W. Wei & B. K. Rasmussen : Effect of Leading Edge on Sound Receptivity, *Laminar -Turbulent Transition.VI* (ed. R. Kobayashi, Springer-Verlag, 1995) 413-420.
- 5) M. Choudhari & C. L. Streett : Theoretical Prediction of Boundary-Layer Receptivity, *AIAA paper 94-2223* (1994).
- 6) K. Yoshida, Y. Ishida, M. Noguchi, H. Ogoshi & K. Inagaki : Experimental and Numerical Analysis of Laminar Flow Control at Mach 1.4, *AIAA Paper No. 99-3655* (1999).
- 7) K. Yoshida, H. Ogoshi, Y. Ishida & M. Noguchi : Numerical Study on Transition Prediction method and Experimental Study on Effect of Supersonic Laminar Flow Control, *Government-Industry Specific Joint Research on "The Advanced Aircraft Component Technologies"*, NAL-SP-31 (1996) 59-79.
- 8) L. M. Mack : Transition Prediction and Linear Stability Theory, *AGARD Conf. Proc. No.224* (1977) 1-1-1-22.
- 9) H. L. Dryden : Transition from Laminar to Turbulent Flow, *Turbulent Flow and Heat Transfer* (edited by C. C. Lin, Princeton Univ. Press, 1959) 1-74.
- 10) V. S. Kosorygin : Observations on Receptivity, Stability and Transition of 2-D Laminar Boundary Layers, *NAL SP-47* (2000) 57-60.
- 11) H.S. Kanner & J.A. Schetz : The Evolution of an Acoustic Disturbance up to Transition in the

- Boundary-layer on an Airfoil, AIAA Paper No. 99-3791 (1999).
- 12) N. S. Dougherty & D. F. Fisher: Boundary Layer Transition on a 10-degree Cone: Wind Tunnel/Flight Data Correlation, AIAA paper No. 80-0154 (1980).
 - 13) J. D. Crouch : Variable N-Factor Method for Transition Prediction in Three-Dimensional Boundary Layers, AIAA J. **38** (2000) 211-216.
 - 14) J. D. Crouch, V. S. Kosorygin & L. L. Ng: Modeling the Effects of Two-Dimensional Steps on Boundary-Layer transition, *Sixth IUTAM Symposium on Laminar - Turbulent Transition*, (ed. R. Govindarajan, Springer, 2006) 37-44.
 - 15) 徳川直子, 高木正平, 跡部隆, 井門敦志, 小濱泰昭: 二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, *ながれ* **22** (2003) 485-497.
 - 16) 徳川直子, 高木正平: 表面温度による低亜音速境界層遷移位置の可視化, *ながれ* **24** (2005) 577-578.
 - 17) 徳川直子, 高木正平, 上田良稲, 井門敦志: 矩形翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, *ながれ* **24** (2005) 629-639.
 - 18) 徳川直子, 高木正平, 上田良稲, 井門敦志: NACA0012 翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響, JAXA-RR-05-017 (2005).
 - 19) 井門敦志, 善田康雄, 近藤善彦, 松村豪, 鈴木実, 北川敏樹: 大型低騒音風洞の基本性能, 鉄道総研報告 **13** (1999) 5-10.
 - 20) 海老沼幸成, 戸田亘洋, 白井正孝, 馬場滋夫, 吉田典生: 大型低速風洞の特性試験(1) 気流検定試験, NAL TM-334 (1977).
 - 21) 日本の低速風洞, 可視化情報 **14** Suppl. (1994) 164-165.
 - 22) 高橋侔: 突風風洞の気流測定について, NAL TM-239 (1973).
 - 23) 今井功: 任意翼型の理論, 日本航空宇宙学会誌, **9** (1942) 865-875.
 - 24) K. Kaups & T. Cebeci : Compressible Laminar Boundary Layers with Suction on Swept and Tapered Wings, J. Aircraft **14** (1977) 661-667.