

剥離再付着流れにおけるT-S波動の非線形励起過程

浅井 雅人* 相場 清宏*

A Nonlinear Process Generating Tollmien-Schlichting Waves in a Reattached Boundary Layer

Masahito ASAI and Kiyohiro AIBA
Tokyo Metropolitan Institute of Technology

ABSTRACT

In this study, a possibility of the occurrence of Tollmien-Schlichting wave of frequency f^* through the nonlinear interaction between two primary instability modes of f^1 and f^2 is investigated numerically in a flow over backward-facing step. The results clearly show that the f^* mode which is first generated through the second-order coupling between the primary waves changes in structure around the reattachment position and eventually evolves into the viscosity-conditioned Tollmien-Schlichting wave in the downstream reattached boundary layer.

1. まえがき

乱れが弱い気流環境下での境界層遷移は粘性型不安定によるT-S波動の空間増幅から始まる。それゆえ流れの安定性理論は遷移予測の有効な手段と言えるが、しかしながら安定性理論は各周波数の固有モード(T-S波)の増幅減衰を予測するだけで気流中の外乱がどれほどの初期振幅の固有モードを生み出すかについては答えてくれない。この外乱が固有モードを生み出す機構および過程が受容性¹⁻³であり、与えられた外乱場とそれから生まれる固有モード(T-S波)をリンクする。例えば、平板境界層の場合には、主流中の外乱(音など)が壁で誘起する振動ストークス層が流れ方向に変化する前縁領域や壁のわずかな凸凹などと協力して発生することになる^{2,4}。

このような受容過程は本質的には線形現象であり、与えられた外乱が生み出す渦度変動の中で固有モードのフーリエ成分が種となりその強さ(振幅)に比例して固有モードの強さが決まる^{2,3,5}。励起されるT-S波動の周波数はもちろん外乱周波数と一致する。しかしながら、最近、筆者らにより、励起されるT-S波動の高調波成分がもし増幅帯域に或るかそれに近い場合には、高調波周波数の固有モードが同時に励起され得ることが指摘された

。これはまた、複数の周波数のモードがある場合、各モード間の非線形干渉で生まれる成分が流れの条件によっては新たに固有モードに変身する可能性があることを示唆する。そのような流れの例として、バックステップを過ぎる剥離再付着流れが考えられる。この流れはまず、剥離剪断層においてまず変曲点不安定の特性をもち、ここでは、剥離剪断層の厚さでスケールされる小スケール(高周波数)の変動を増幅させる。一方、再付着後の境界層における粘性型不安定により増幅するT-S波動の波長は境界層厚さの10倍以上であり一般に上流で増幅する変曲点不安定波動のそれよりもかなり大きい(周波数は低い)。このとき、剥離域において近接した周波数のモード(周波数 f^1 と f^2)間の非線形干渉で生じる低周波成分(周波数 f^1-f^2)がT-S波動の種になり下流でT-S波動を生み出す可能性はないであろうか。本研究では、この点を数値シミュレーションを通して詳細に調べている。

2. 計算モデル

計算対象は図1に示すバックステップを過ぎる流れである。座標はステップの底を原点にとり、流れ方向にx、垂直上向きにyである。ステップの上流でブラジウス境界層

分布を与え、その排除厚さを基準長さにとっている。ステップの高さは上流境界層厚さ（排除厚さの3倍）と同じ3である。上流境界はステップの10倍（ $x=-30$ ）、下流境界は50倍（ $x=150$ ）の位置にあり、上方には約9倍（ $y=27.5$ ）の計算領域をとっている。計算領域は 600×215 に離散化し、 x 方向には等間隔メッシュ、 y 方向には不等間隔メッシュを用いた。基礎方程式は非圧縮ナビエーストークス方程式であり、対流項には三次風上差分⁷⁾、その他の空間微分は二次の中心差分を用いている。数値計算はSMAC法により行った。一様流速度と上流境界での排除厚さに基づくレイノルズ数は200（ステップ高さに基づけば600）である。攪乱はステップの壁面に次の v 変動、

$$v = \cos^2 \{ \pi (y-1.6) \} \{ A_1 \sin(\omega_1 t) + A_2 \sin(\omega_2 t) \},$$

$$(|y-1.6| < 0.5)$$

を連続的に与えることにより導入される。

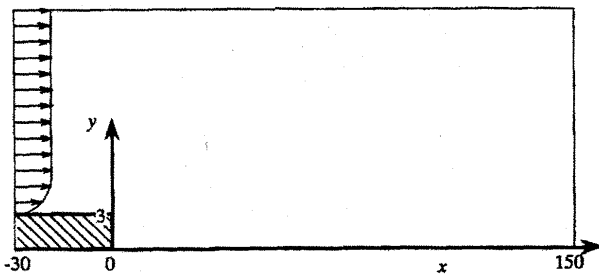


図1 流れ場の概略.

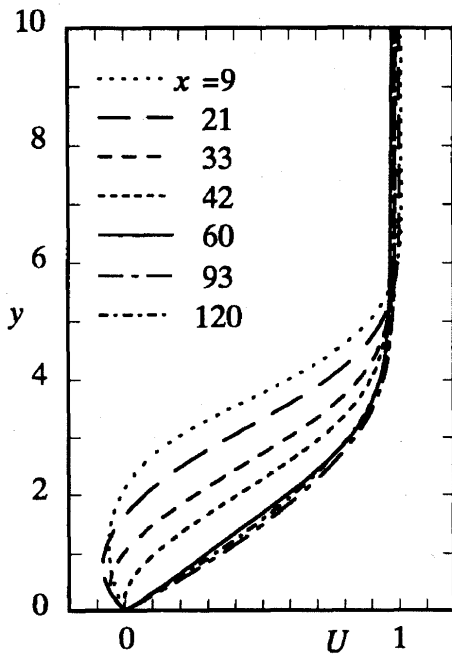


図3 定常流の x 方向速度 U の y 分布.

3. 結果と考察

初めに、上記外乱を導入しない状態で計算を行ない、定常な流れを得た。図2は得られた定常流れの流線を表している。逆流域は $x=42$ まで続いている。図3は各 x 位置での速度分布 $U(y)$ であり、剥離泡内の逆流は最大でも主流の10%弱であり、従って絶対不安定性の性質が現われず⁸⁾、攪乱を連続的に与えない限りこのような定常な流れが得られる。 $x=70$ 以遠の速度分布はブラジウス分布に近く、下流境界（ $x=150$ ）での境界層排除厚さおよび運動量厚さに基づくレイノルズ数はそれぞれ390および157である。また、図4は $x=9, 21, 33, 120$ 位置の速度分布に対して平行流近似（オル・ゾンマーフェルド方程式）に基づき計算された増幅率（ $-\alpha_i$ ）である。ステップのすぐ下流の剥離域では周波数0.2付近の攪乱が最大増幅率をもち、再付着位置（ $x=42$ ）に近づくにつれ増幅周波数が低周波数に移る。また再付着後の境界層では $\omega=0.07$ 付近が最も不安定なモード（減衰率最小）であることがわかる。

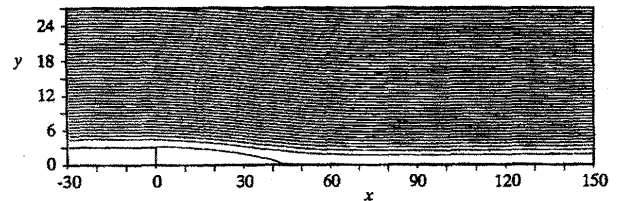


図2 攪乱を導入しないときの定常流の流線

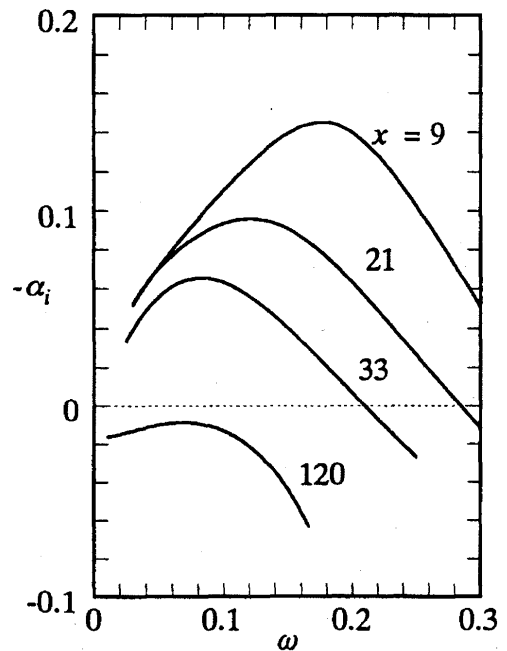


図4 オル・ゾンマーフェルド方程式により計算された空間増幅率の周波数依存性.

この特性を参考に、外乱周波数として $\omega_1=0.15$, $\omega_2=0.20$ を選択した：差の周波数 $\omega_2-\omega_1=0.05$ である。外乱振幅は $A_1=A_2=0.05$ （一様流速の5%）である。

図5はステップ直後の $x=12$ 位置での ω_1 モードの速度変動の振幅位相分布をオル・ゾンマーフェルド方程式の固有モードと比較している。図のように、励起された攪乱の構造は固有モードと極めて良く一致するのがわかる。 ω_2 モードについても同様の極めてよい一致を確認している。これらの基本モードは、局所的に線形安定理論に従い増幅し、 ω_1 モードは $x=50$ まで、 ω_2 モードは $x=37$ まで増幅した後（最大振幅はそれぞれ1%程度である）、再付着後の境界層で粘性型の波動に構造を変化させながら速やかに減衰する。

これら基本モードの増幅減衰の様子も含め、初めに述べたように、励起された2つの基本モードの非線形干渉により生じる差の周波数（ $\omega_2-\omega_1$ ）成分の振る舞いに注目しよう。まず、攪乱の構造は流れが非常に非平行であるため下流方向に著しく変化するので、各モードの発達を次式で定義される攪乱エネルギー

$$E = \int_0^{\infty} |u'|^2 + |v'|^2 dy$$

の x 方向変化で追跡する。図6は ω_1 , ω_2 および $\omega_2-\omega_1$ のモードのエネルギーの x 変化を比較している。図のように、基本モードが増幅し振幅が増すと共に丁度両モードの増幅

率の和の増幅率で差のモードが成長している、剥離領域では二次の非線形効果で発達するのがわかる。注目すべきは、基本モードの増幅が止る再付着後の境界層においては、基本モードが急減衰するのと対照的に、差のモードはそれに追従せず最大増幅時の強さを維持し緩やかに減衰するだけである。再付着後の境界層におけるこの差のモードの構造を調べるとさらに興味深い結果が得られる。図7は $x=93$ 位置での差のモードの振幅位相分布であ

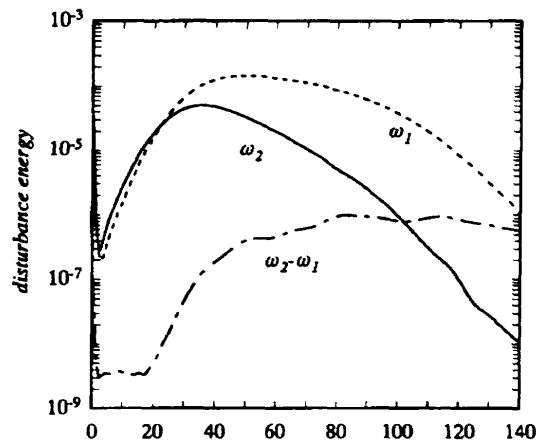


図6 基本モード（ ω_1 モード、 ω_2 モード）および（ $\omega_2-\omega_1$ ）モードのエネルギーの x 方向変化（ $A_1=A_2=5\%$ ）

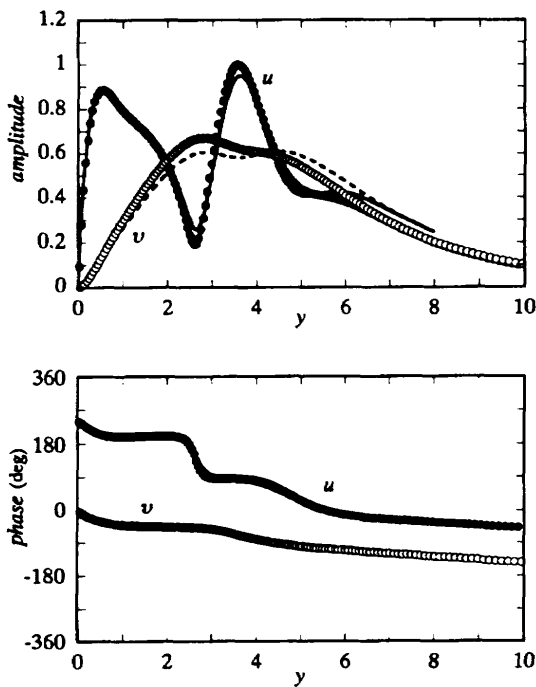


図5 励起された攪乱（ ω_1 モード）の振幅位相の y 分布（ $x=12$ ）。
実線（ u ）と破線（ v ）；オル・ゾンマーフェルド方程式の固有モード。

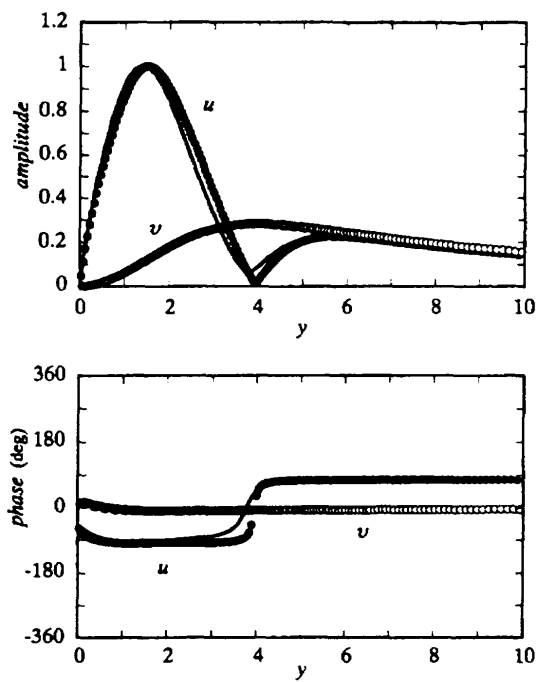


図7 $(\omega_2-\omega_1)$ モードの振幅位相の y 分布（ $x=93$ ）。
実線（ u ）と破線（ v ）；オル・ゾンマーフェルド方程式の固有モード。

る。図のように、分布の特徴は粘性型の $T-S$ 波動の分布そのものであり、基本モードの減衰後、非線形で生まれた差の周波数モードは固有モードに変身している。図にはそこでの境界層速度分布から計算される固有モードの振幅位相分布を比較のため示しているが、 $\omega_2 - \omega_1$ のモードがまさに固有モードとして同定される。この $\omega_2 - \omega_1$ 周波数の固有($T-S$)モードが生成される過程は、速度分布が変曲点型から壁面に沿う境界層型に移り変わる付近から始まる。受容性の観点から言えば、剥離域で発達した2つの変曲点不安定波動の二次の非線形効果で生まれた $\omega_2 - \omega_1$ 周波数成分が基本流が急激に空間変化する再付着位置付近で粘性型の $T-S$ 波動の波長をもつ渦度攪乱に変化することを示している。

4. むすび

以上のように、剥離剪断層の不安定性で成長した2つの高周波攪乱が二次の非線形干渉の結果として低周波の $T-S$ 波動を励起することが示された。複数の周波数の不安定波動がある場合、このような非線形応答は常に念頭に置く必要があると考えられる。

なお、本研究は部分的に東京都特定学術研究費の援助を受けた。

参考文献

- 1) M. V. Morkovin, AFFDL-TR-68-149 (1969)
- 2) M. E. Goldstein, J. Fluid Mech. 154, 509-529 (1985).
- 3) M. Nishioka and M. V. Morkovin, J. Fluid Mech. 171, 219-261 (1986).
- 4) Y. Fukunishi, R. Kobayashi, Y. Kohama, W. Saric, and H. Reed, NAL SP-25, 33-36 (1994).
- 5) M. Asai and M. Nishioka, Fluid Dyn. Res. 13, 12, 229-239 (1993).
- 6) M. Asai and M. Nishioka, Fluid Dyn. Res. 14, 53-62 (1994).
- 7) T. Kawamura and K. Kuwahara, AIAA Paper, No. 84-0340 (1984).
- 8) P. Huerre and P. A. Monkewitz, Ann. Rev. Fluid Mech. 22, 473-537 (1990).