

マッハ波に対する平板前縁境界層の受容性

坂上昇史（阪府大工），西岡通男（阪府大工）

Leading-edge receptivity of supersonic boundary layer to Mach waves

Shoji SAKAUE and Michio NISHIOKA

Dept. of Aerospace Eng., Osaka Prefecture University

ABSTRACT

The receptivity of supersonic boundary layer to Mach wave incident onto leading-edge is examined numerically at a freestream Mach number 2.2. The result shows that, when the periodic Mach wave is coming from below the plate, the excited fluctuation in the upper side boundary layer is of the T-S wave mode. In the lower side boundary layer, however, the excited fluctuation is found to be governed by the forced wave due to the forcing field in the freestream along the boundary layer.

Key Words: supersonic boundary layer instability, boundary layer receptivity, laminar flow control

1. はじめに

本研究の主題は超音速境界層の音波に対する受容性である。超音速機が大気中を巡航するときの主流環境は静穏であるが、その翼境界層の乱流遷移を実験で模擬するとき、風洞側壁の乱流境界層から放射される音波の影響を受けて、境界層固有の増幅攪乱が励起される場合には、遷移が早まることになる。したがって、境界層に入射する音波が固有攪乱を励起するプロセス（受容過程）についてよく知る必要がある。

この問題に対する理論的研究として、Mack¹⁾は、波状壁を流れる非粘性流の圧力変動が境界層に入射するときに励起される攪乱を非粘性流の応答と線形安定性理論に基づく粘性攪乱を重ね合わせた強制攪乱として表し、その振幅が平板前縁から成長することを示している。Fedorov^{2,3)}らは、音波による平板前縁近傍での攪乱の励起を漸近近似により調べ、攪乱の励起機構と、音波の入射角と入射方向（平板の上または下）に対する依存性を示している。また、実験により調べた研究として、Kendall⁴⁾は、超音速風洞中に置かれた平板境界層に発生する変動を測定し、その振幅変化を上述の Mack の計算と比較することにより、風洞中に存在する音波攪乱が固有攪乱を励起すると結論している。Kosinov⁵⁾らや Maslov⁶⁾らは、人為的に発生させた音波攪乱が平板前縁に下方から入射するときに平板上側の境界層に励起される攪乱を調べ、その強さが攪乱の伝播方向に依存することを示している。しかし、超音速流中を伝わる音波攪乱による変動場や、境界層に励起される攪乱の構造などは明らかにされていない。

筆者らは、局所的で周期振動する攪乱源から放射されるマッハ波を微小攪乱に対するポテンシャル方程式を用いて記述してその特徴を調べ、この振動するマッハ波が境界層に入射するときに励起される攪乱を数値計算により調べた。その結果、入射するマッハに対する境界層の応答は、マッハ波に伴って境界層外縁に沿って現れる外乱によって作られる強制解（強制攪乱）が支配的となることを示した⁷⁾。

T-S波動を励起するための条件としては、音波に伴う速度変動から壁上での滑り無し条件により生成される渦度場がT-S波動の波数 α_{TS} 成分を含むことが必要である⁸⁾。渦度変動は流れに乗って流下するとき空間スケール（波数）を得るので、平板前縁のように局所的に激しく変化する流れ場では必要な波数成分を容易に獲得する。このように前縁近傍の流れは受容性の強い領域であり、超音速境界層の場合にも前縁に入射した音波に対する受容性について、前述の理論的研究^{2,3)}や実験^{5,6)}が行われている。しかし、超音速流中の音波、すなわち、マッハ波が前縁に入射する流れはやや複雑であり、境界層に励起される変動の構造や生成過程を実験で詳しく調べることは困難である。そこで、筆者らはこの問題を数値計算で調べることにした。NS方程式に基づく数値計算に加え、マッハ波による外乱環境を明確にするために非粘性流について、ポテンシャル流理論⁷⁾による計算とEuler方程式による計算も行った。

2. 前縁に入射するマッハ波に対する受容性

マッハ数 2.2 の超音速流中に迎角零で置かれた厚みの無い2次元平板の前縁近傍を考える。座標原点

を平板前縁におき、平板に沿って x 軸、垂直方向に y 軸をとる。下流側境界での排除厚さ δ_1 を基準長 L とし、 $-24 \leq x/L \leq 60$, $-21 \leq y/L \leq 21$ (以下単に x, y と表す) の領域を扱い、レイノルズ数を $Re = \rho_1 U_1 L / \mu_1 = 974$ とする。平板前縁に入射するマッハ波は、局所的でかつ周期振動する攪乱源から放射され、その角周波数は $\omega L / U_1 = 0.379$ 、振幅は u 変動 (流れ方向の速度変動) の最大値が主流速度の0.18%とする。このマッハ波は攪乱源から引いたマッハ線上で振幅最大となる (図1参照)。本研究では、このマッハ線上に平板の前縁がある場合を考える。また、マッハ波が励起する攪乱と比較するため、前縁近傍の境界層分布を相似分布で近似し、その線形安定特性を計算した。角周波数が入射マッハ波と同じT-S波動は、波長が9.239-11.592 ($3 \leq x \leq 60$) で、 $x = 28.5$ で中立安定となる。

振動マッハ波が前縁に入射する場合の圧力変動場 (NS方程式) を瞬間等値線で図1に示す。マッハ波は、攪乱源から引いたマッハ線の下流の領域に伝播するが、平板によってその一部が遮蔽される上側 (領域①) では、変動の振幅は平板の無い場合に比べて減少し、反射される下側 (領域②) では増加する。図2は、この変動場を前述のとおりポテンシャル流理論⁷⁾による計算と数値計算 (Euler方程式) で求めたもので、両者のパターンは同じである。図1の変動場は、この図2の変動場を外乱環境とするときの境界層の応答である。外乱としての (壁上の) u 変動の振幅・位相の x 方向の変化を図3に示す。数値解は、振幅・位相とも領域②の前縁近傍を除いてポテンシャル流理論の解とほぼ一致し、マッハ波の反射を含む攪乱の非粘性挙動に対する計算 (Euler方程式) が妥当であることがわかる。

図1の流れ場を渦度変動の瞬間等値線で図4に示す。領域①には前縁の直後 (T-S波動の約1波長) から典型的なT-S波タイプの渦度パターンが見られるのに対し、領域②にはそれが見られない。境界層内の攪乱は、マッハ波が前縁領域と境界層外縁に誘起する変動場に対する境界層の応答である。外乱の強さの目安は図3の u 変動 (非粘性流の壁上の値) である。図3より、領域①では前縁の u 変動が下流の約3.5倍の振幅をもつので、下流で新たに作られる攪乱より前縁で励起されたT-S波動が卓越すると考えられる。一方、領域②の外乱環境は、図3の u 変動からわかるように、前縁領域と下流で強さはほとんど変わらず、境界層の応答はこの外乱に対する強制解が支配的となると考えられる。

境界層内に励起される攪乱の振幅・位相の x 方向の変化を図5に示す。振幅は境界層内の u 変動 (NS方程式) で、位相は壁上の渦度変動で表す。図中実線は線形安定性解析によって得られるT-S波動の振

幅・位相の変化である。また、比較のために、外乱環境としての非粘性流の壁上の u 変動 (図3) をあわせて示す。領域②の境界層内の攪乱はその位相変化を見ると明らかにT-S波動とは異なる。また、その振幅の変化は外乱のそれと同様であり、外乱による強制攪乱であると判断できる。前縁近傍での振幅は u 変動の最大値でみると入射マッハ波のその約5倍である。領域①の境界層の攪乱は、その位相変化や渦度場からT-S波動と判断される変動であり、これは前縁近傍から発生している。また振幅変化も外乱とは異なり、前縁で励起されたT-S波動が卓越することがわかる。前縁近傍でのT-S波動の振幅はマッハ波の最大 u 変動の約1/2である。

マッハ波が前縁に入射する場合に領域②の境界層に励起される攪乱は、図4のようにその構造が複雑であることから、領域②は実験の対象から割愛される^{5,6)}ことが多かった。しかし、下流に注目すると (図6)、壁近傍にT-S波タイプの渦度パターンが認められる。このように強制解 (攪乱) は粘性型である。振幅は x 方向に波打ちながら減衰するが、 $x = 40$ 付近でも壁上の渦度変動は領域①のT-S波動の約2.5倍の強さをもつ。このようなT-S波タイプの渦度の集中はその強さによっては3次元的な非線形発達に導き境界層を早期に遷移させる原因となる。領域①②の遷移過程の違いを実験により明らかにすることは興味深い。

3. まとめ

マッハ波が前縁に入射する流れをNS方程式とEuler方程式による数値計算でもとめ、境界層の受容過程を調べた。その結果、前縁領域の外乱とその下流の境界層外縁領域の外乱の強さに応じて、前者が卓越する場合 (この計算では平板上側) は固有モード (T-S波) が、後者が前者と同程度になるか卓越する場合 (平板下側) には強制モード (強制解) が支配的になることを示し、これらの攪乱の強さも明らかにした。

引用文献

- 1) L. M. Mack (1987) AGARD Rep. No.709.
- 2) A.V. Fedorov, A.P. Khokhlov (1991) *Fluid Dyn.* **26**, 4, 531-537.
- 3) A.V. Fedorov, A.P. Khokhlov (1992) *Fluid Dyn.* **27**, 1, 29-34.
- 4) J. M. Kendall (1975) *AIAA J.* **13**, 3, 290-299.
- 5) A. D. Kosinov, et al. (1996) Proc. of ICMAR, 161-166.
- 6) A. A. Maslov, et al. (1998) Russian Academy of Sci., Preprint No.1-98.
- 7) 坂上, 西岡 (1999) NAL-SP.
- 8) M. Nishioka, M. V. Morkovin (1986) *J. Fluid Mech.* **171**, 219-261.

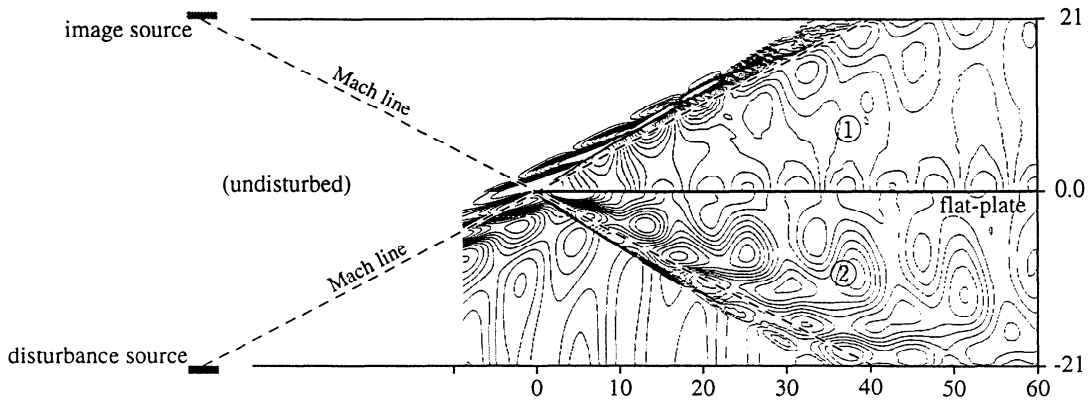


図1 平板前縁に入射するマッハ波の圧力変動（瞬間等値線図，NS方程式）

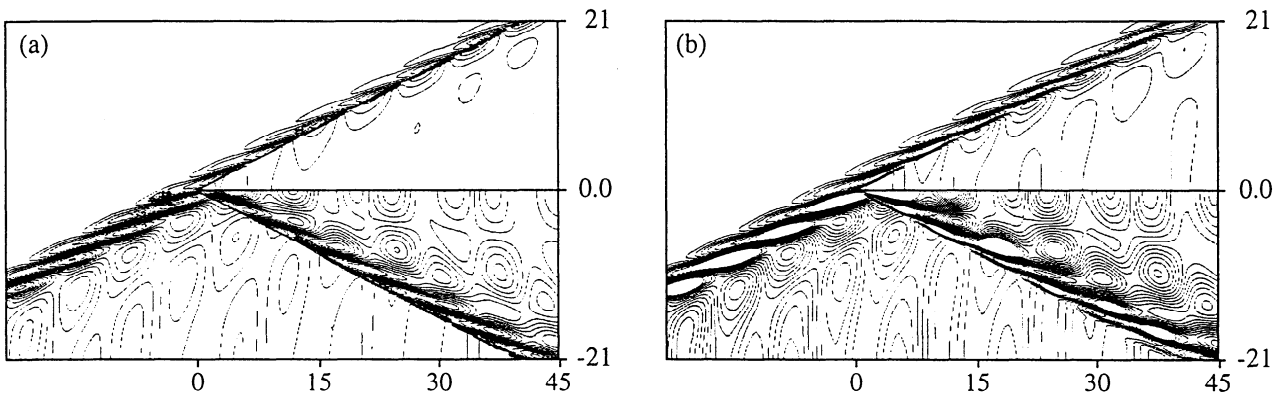


図2 平板前縁に入射するマッハ波の圧力変動場：(a) ポテンシャル流理論，(b) 非粘性の数値計算．

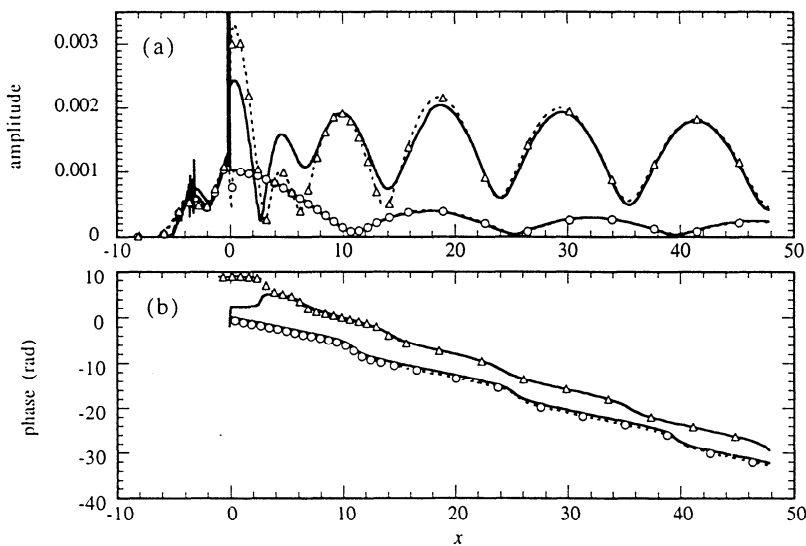


図3 平板前縁に入射するマッハ波が誘起する非粘性流の壁上での u 変動：(a) 振幅と(b) 位相の x 方向変化．ポテンシャル流理論に基づく計算（実線）と非粘性の数値計算（○：平板上面，△：平板下面）の比較．

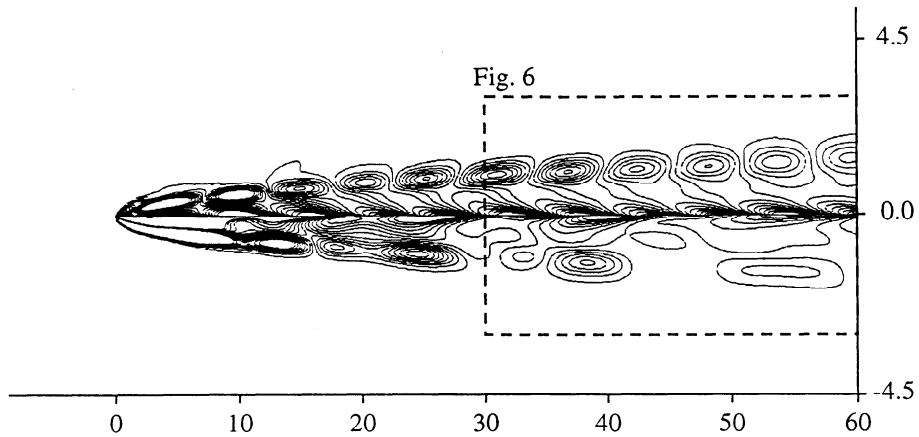


図4 平板前縁に入射するマッハ波が励起する渦度変動（瞬間等値線図）。

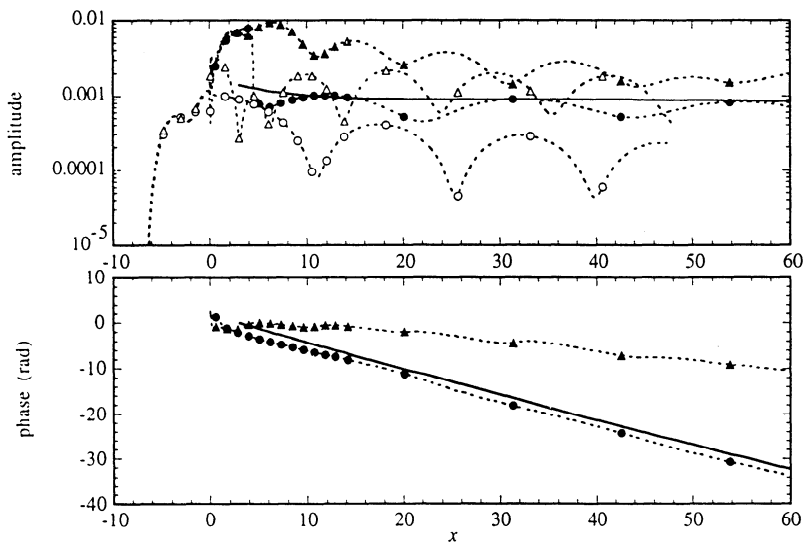


図5 平板前縁に入射するマッハ波が励起する攪乱（●：平板上面，▲：平板下面）の(a)振幅と(b)位相のx方向変化，○，△：平板上下面（壁上）の非粘性流のu変動，実線：線形安定性理論によるT-S波動の振幅・位相変化。

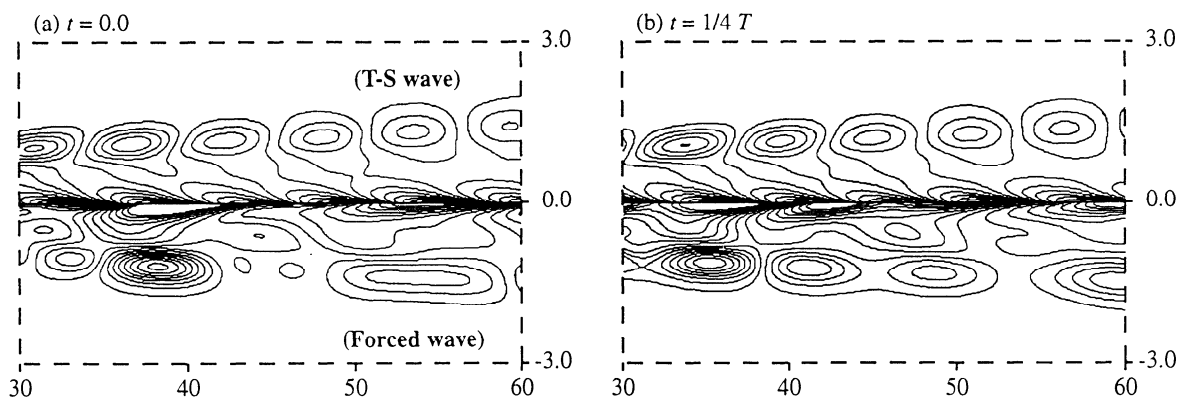


図6 下流側に現れる渦度変動。