斜め衝撃波の反射系とはく離衝撃波の干渉*

(第1報, 境界層の変化およびはく離衝撃波の消長)

朴 明 寛^{*1}, 大 島 修 造^{*2}
八 木 田 幹^{*2}, 山 根 隆一郎^{*2}

Interaction between Reflected Oblique Shock System and Separation Shock Wave through Turbulent Boundary Layer

(1st Report, Recovery of Boundary Layer and Change of Separation Shock)

Myeongkwan PARK, Shuzo OSHIMA,
Miki YAGITA and Ryuichiro YAMANE

Experiments were performed on the interaction between the reflected oblique shock wave and the separation shock wave ahead of the forward-facing step through the turbulent boundary layer. The turbulent boundary layer disturbed by the oblique shock reflection recovered exponentially in the downstream direction when the step was absent. The interaction was divided into three types according to the position of the step; (I) the reflection of the oblique shock is independent of the separation shock, (II) the recovery of the boundary layer is insufficient, and the separation shock becomes weak and merges with the reflected shock, (III) the new separation shock ahead of the incident shock plays the role of the reflected shock wave. These type were characterized by the shape factor of the boundary layer.

Key Words: Shock Wave, Boundary Layer, Interaction, Supersonic Flow, Internal Flow, Diffuser

1. 結 言

近年, 宇宙往還機, オリентエクスプレスなどの超高速輸送手段が関心を持たれ, その推進システムとしてスクラムジェットなど超音速気流を扱うエンジンが注目されている。燃焼など熱工学的な問題を除いて流体力学的な問題に限れば, ここで基本的な問題となるのは衝撃波を伴う超音速内部流れである。この問題は航空機用エンジンの超高速空気取入れ口, さらには地上用として超音速ディフューザや超音速圧縮機にも応用が拡張されるものと思われる。

これらの流路においては, 超音速状態の気流の大きい運動エネルギーを効率よく圧力エネルギーに変換するために流路面積の変化に注意を払うとともに, 気流に方向転換を行わせ, これを有効に利用することが要請される。亜音速部における気流の転向は損失の原因となりやすいため, 超音速部においてできるだけ超音速流の性質を利用して転向を与えることが有利であると考えられる。超音速の気流は斜め衝撃波, 圧縮波, 膨張波などによって転向を与えられつつ短距離で減速さ

れる。しかし実際の流路では, 流路壁面上に発達した境界層の存在のために, 非粘性理論では独立した衝撃波となるべき波が干渉を起こし複雑な構造を呈することになる。

この問題を最も基本的な形に帰着させたものの一つとしては, 平板上に乱流境界層がありその上で斜め衝撃波が反射しており, さらに境界層はく離を伴うはく離衝撃波が干渉する現象であろうと思われる。斜め衝撃波が境界層を伴う平板上で反射する際の問題は以前より関心を持たれており, Bogdonoff - Kepler⁽¹⁾, Gaddら⁽²⁾を始めとして多数の研究がある。しかしこれらは一つの衝撃波と境界層の干渉という単一の干渉の問題を対象としたもので, さらに境界層はく離を伴うはく離衝撃波がこれに干渉するという問題を扱ったものはほとんど見当たらない。

本研究は超音速減速流入で起こると考えられる擬似衝撃波と反射衝撃系の干渉を想定したもので, 擬似衝撃波の先頭衝撃波の前肢を, 自由干渉として共通の性質を持つといわれるステップ上流のはく離衝撃波で置き換え, 固体壁で反射を起こしている反射衝撃波系とステップによって生じるはく離衝撃波の干渉という単純化された問題について基礎的な検討を行い干渉の機構を実験的に調べたものである。第1報では斜め衝撃

* 原稿受付 平成2年1月29日。

^{*1} 准員, 東京工業大学大学院 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*2} 正員, 東京工業大学工学部。

波の入射によって乱流境界層が乱され、はく離衝撃波が弱められたり合体する現象についての結果を主として述べる。

2. 主な使用記号

- H : 境界層速度分布の形状係数
 P_{0s} : 主流全圧
 p : 壁面静圧
 u : 流速
 u_e : 主流の流速
 X : 無次元距離 $= (x - x_{\text{shock}}) / \delta_0$
 X_{st} : 無次元ステップ位置 $= (x_{st} - x_{\text{shock}}) / \delta_0$
 X : ノズル終了点からの流れ方向距離
 X_{shock} : ノズル終了点から衝撃波入射点までの距離
 x_{st} : ノズル終了点からステップまでの距離
 y : 壁からの垂直方向距離
 δ : 境界層厚さ
 δ_0 : 衝撃波入射点における境界層厚さ
 θ : 気流転向角

3. 実験装置および方法

3.1 装置概要 実験に使用した風洞は間欠吹出し形で、使用流体は空気であり、装置全体の構成は前報⁽³⁾と同じである。測定流路は断面が長方形で図1に示すように乱流境界層を伴った固体壁は流路内の乱れをできるだけ少なくするためノズル部を延長して作られており、境界層の発達によってマッハ数が変化しないように約0.5°広がっている。流路長さはノズル部を含んで350 mm、ノズル部終了点からは130 mmである。流路幅は40 mmで高さは斜め衝撃波発生用くさびの先端で約55 mmである。側壁にはシュリーレン写真撮影を行うために透明なアクリル板を使用した。ノズルマッハ数は1.80、衝撃波入射点付近でのレイノルズ数は約 1.4×10^7 である。

斜め衝撃波を発生させるくさびは気流転向角 θ が5°, 7.5°をなすようにセットしてある。乱流境界層がはく離衝撃波を伴ってはく離する現象は自由干渉として知られており、はく離を生じさせる圧力比も普遍的な値として多くの実験結果がまとめられている⁽⁴⁾。こ

れによればマッハ数1.8の場合のはく離の圧力比は1.61であり、単一の斜め衝撃波の転向角に換算すると11.8°に相当する。上述の転向角5°(反射衝撃波を考慮すればほぼ10°の圧力上昇に相当)はこれより小さいためはく離の生じない場合であり、7.5°(反射衝撃波も含めてほぼ15°に相当)ははく離泡が生じる場合である。

ステップによるはく離衝撃波の発生についても多くの実験がまとめられており⁽⁵⁾、それによればステップの高さが境界層厚さ程度以上になるとはく離流れはステップの高さに無関係に普遍的な関係となることから、本実験における境界層厚さが2~3 mm程度であることおよび流路始動条件を考慮してステップの高さを3 mmとした。

3.2 測定方法 壁面上の静圧の測定には水銀マノメータを用いた。測定孔は直径0.5 mmであり、ノズル終了点から3 mm間隔で、測定孔相互の影響を少なくするために流路幅方向に3 mmずつずらして設けた。反射衝撃波系上流および下流の境界層の速度分布を知るため、直径0.4 mmの全圧管を壁に直角にマイクロメータによって0.25 mmおきに移動し壁付近の境界層の全圧分布の測定を行った。測定した圧力は圧力変換器により電気的に変換し、ひずみ増幅器を経て電磁オシログラフに記録し処理した。なお集合洞内の全圧をL字形ピトー管を用いて測定し、主流全圧 P_{0s} とした。

4. 実験結果および考察

4.1 反射衝撃波系による境界層速度分布のゆがみとその回復 本研究は境界層を介しての反射衝撃波系とはく離衝撃波の干渉を対象とするものであるため、まず下流にステップのない場合の固体壁での衝撃波の反射の様子と上流、下流の境界層の挙動を調べておく必要がある。図2, 3にシュリーレン写真(流れは左から右へ流れる)および壁面静圧分布を示す。 $\theta = 7.5^\circ$ の場合にははく離が生じるため入射、反射衝撃波は壁付近で折れ曲がった複雑な形状をなし、膨脹波領域も大きくなり、典型的な干渉の状態を示し、壁面上の静圧は衝撃波の壁への入射点のかなり上流から上昇し始めている。 $\theta = 5^\circ$ の場合にははく離が生じないため、反射衝撃波下流に小さい膨脹波領域が現れる以外ほとんど非粘性理論で予想される正常反射の形態を示している。

$\theta = 7.5^\circ$ の場合に対し上流の速度分布を図4に衝撃波付近の全圧分布を図5に(この領域では境界層内の静圧が壁面に垂直な方向に一定とは限らないため、速

図1 実験装置概要

度に換算せず全圧のままで示す), 下流の速度分布を図6に示す。図4, 7, 8に $\theta=5^\circ$ の場合の同様の結果を示す。速度は全圧と壁面静圧から得られるマッハ数を用い, 境界層内で全エンタルピーが一定として求めた。図中の実線は後述の後流法則を示す。上流の速度分布は発達した乱流境界層速度分布の1/7乗則に一致しているが, 反射衝撃波系における急激な逆圧力こう配のために減速され, ゆがめられ, 下流で次第に回復

図2 シュリーレン写真および壁面静圧分布 ($\theta=7.5^\circ$)

図3 シュリーレン写真および壁面静圧分布 ($\theta=5^\circ$)

し発達しているのがわかる $\theta=7.5^\circ$ の場合Cの位置 $y/\delta_0 < 0.5$ 程度では全圧と壁面静圧が一致し, はく離泡の生じていることが確認される。 $\theta=5^\circ$ の場合は特にこのようなことは見られない。

はく離衝撃波との干渉を問題にする際にははく離衝撃波の発生位置, すなわちその位置における境界層の強さが重要である。十分下流で境界層が十分回復した位置では通常の自由干渉の形のはく離衝撃波が生じ, 上流の反射衝撃波系と直接関係することはないであろうが, 境界層の回復が十分でない位置でははく離が生じやすく衝撃波相互の干渉が生じやすくなるであろう。逆圧力こう配に対する境界層の強さは境界層の持つ運動量の大きさ, すなわち速度分布がいかに一様に近いかによると考えられるため, これを表すため次式のような非圧縮性の場合の形状係数 H を用いることにする。

$$H = \frac{\int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy}{\int_0^{\delta} \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy} \dots\dots\dots (1)$$

この値を計算するため境界層内の速度分布の形状を次のようなColes⁽⁶⁾の後流法則を用いた式によって近似し, 実験値を曲線適合することによって係数を決定した。この結果は図6, 8に実線で示している。

$$\frac{u}{u^*} = 2.5 \log \frac{u^* y}{\nu} + 5.1 + 2.5 \Pi(x) \left[1 - \cos \left(\frac{\pi y}{\delta} \right) \right] \dots\dots\dots (2)$$

ただし u^* は摩擦速度, ν は動粘度, $\Pi(x)$ は x の関数である。このようにして求めた形状係数 H の流れ方向の変化を図9に示す。横軸 X は斜め衝撃波入射点からの距離を, 衝撃波がないとした場合の入射点位置における境界層厚さ $\delta_0 (=2.9 \text{ mm})$ で無次元化した

図4 上流境界層速度分布

図5 境界層全圧分布 ($\theta = 7.5^\circ$) 図6 下流境界層速度分布 ($\theta = 7.5^\circ$)

ものである。形状係数はよく知られたはく離域における2以上の値から始まり、発達した付着境界層の値1.286まで回復する様子が見られる。衝撃波の強さによって干渉直後の境界層のゆがみの程度が異なるため、横軸を一致させることはできないが、距離による速度分布の回復の仕方はよく似ていることがわかる。衝撃波によって急激に乱された速度分布を回復する現象の測定例は少ないが、本実験と状況が異なるものの直管内擬似衝撃波後半部の速度分の回復についての玉木ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾、杉山ら⁽⁹⁾の測定があり、比較のため同時に示し

ている。急激に非平衡となった乱流境界層速度分布が乱流混合によって平衡状態に落ちつく経過としてよく似た傾向を示している。これらの結果を曲線適合することにより次のような実験式が得られる。

$$H = 0.664e^{-0.23(x-a)} + 1.286 \dots\dots\dots (3)$$

ここで a は反射衝撃波系の強度などの条件による原点のずれである。

4.2 反射衝撃波系とはく離衝撃波の干渉

(1) 強い反射衝撃波系 ($\theta = 7.5^\circ$) の場合 図10, 11にステップを下流から上流へ移動させた場合のシュリーレン写真と壁面静圧分布を示す。ステップの位置 X_{st} は衝撃波の入射点からの距離を境界層厚さ δ_0 で無次元化して表している。ステップが十分下流にあり $X_{st} > 19.2$ の場合には反射衝撃波系はステップのない場合と同じであり、ステップによるはく離衝撃波は反射衝撃波系とは無関係にステップに近い位置から発生しており、またそれぞれの静圧上昇は独立している。Zukoski⁽⁵⁾によってまとめられた多くの実験結果によると、ステップ高さが境界層厚さと同程度以上の場合ステップを過ぎる流れはほぼ普遍的な状態となり、はく離点からステップまでの距離は $4h + 2.5\delta$ (h はステップ高さ、 δ は境界層厚さ) である。本研究のこの場合のステップ上流に発生するはく離衝撃波の状態はほぼこれに近いが、斜め衝撃波発生用くさびの下流部からの膨張波(流路の始動条件から避けることがで

 図 7 境界層全圧分布 ($\theta = 5^\circ$)

 図 8 下流境界層速度分布 ($\theta = 5^\circ$)

きない) によって境界層が加速されるため、むしろはく離が生じ難くなっている。

ステップを上流へ移動し、 $19.2 > X_{st} > 16.5$ の範囲では反射衝撃波系には依然変化が特に見られず壁面静圧も反射衝撃波によるものとステップによるものが分離した形で上昇しているが、ステップによる衝撃波はやや弱くなり、ステップから遠い位置に発生するようになる。これははく離衝撃波発生位置における境界層の回復が不十分で弱いため逆圧力こう配に耐え難く、はく離衝撃波がさらに上流から発生するためである。さらにステップを上流へ移動させるとこの傾向は顕著になり、はく離部の圧力上昇に要する区間が長くなるた

図 9 境界層形状係数

め、はく離衝撃波というより圧縮波がある区間にわたって発生することになり、はく離衝撃波は不鮮明となり、静圧上昇も次第に連続的となる。ステップの上流への移動とともにこの傾向は顕著となるが、その上はく離衝撃波の上流への移動はさらに境界層の弱い領域ではく離衝撃波を起こさせることになるため、この傾向はさら助長されステップの影響は一気に反射点にまで及び、反射衝撃波とはく離衝撃波(圧縮波)が合体を始める。

さらにステップを上流に移動すると ($16.5 > X_{st}$) ついに影響が反射衝撃波の発生機構に及び、反射衝撃波の発生点が上流に移動し始め、反射衝撃波系の形状が変化し始める。はく離衝撃波が先行して反射衝撃波を形成し、入射衝撃波と干渉する形態となり、その発生位置は上流へ移動していき、上流境界層とはく離衝撃

波の自由干渉に戻ることになる。

(2) 弱い反射衝撃波系 ($\theta=5^\circ$) の場合 図 12, 13 にシュリーレン写真および壁面静圧分布を示

す。基本的には $\theta=7.5^\circ$ の場合と同じ現象が生じるが、反射衝撃波系における境界層はく離がないため干渉は激しくない。 $X_{st}>19.4$ の領域にステップがある場合に

(a) $X_{st}=20.8$

(b) $X_{st}=18.5$

(c) $X_{st}=12.5$

図 10 シュリーレン写真 ($\theta=7.5^\circ$)

(a) $X_{st}=16.1$

(b) $X_{st}=11.5$

(c) $X_{st}=4.5$

図 12 シュリーレン写真 ($\theta=5^\circ$)

図 11 壁面静圧力分布 ($\theta=7.5^\circ$)

図 13 壁面静圧力分布 ($\theta=5^\circ$)

図 14 干渉の分類

は反射衝撃波系とはく離衝撃波はほぼ独立である。 $19.4 > X_{st} > 12.2$ にある場合にもステップのない場合とほぼ同様であるが、ステップが反射衝撃波系に近づくにつれてステップによる影響が増大し、 $12.2 > X_{st} > 6.6$ では反射衝撃波系が変形し始める。

$X_{st} \sim 6.6$ になると反射衝撃波が壁付近で折れ曲がった形となり、ステップによる衝撃波は不明りょうとなり反射衝撃波と合体し、壁面静圧は反射衝撃波系によるものとステップによるものが一体化して上昇するようになる。この限界である $X_{st} \sim 6.6$ は前述の自由干渉におけるステップによるはく離衝撃波の発生位置とステップの距離にほぼ対応する。

以上の結果をまとめると干渉の状態は大きく次の三つに分けることができる。

- (i) 反射衝撃波系とはく離衝撃波が独立な場合
- (ii) 反射衝撃波系下流の境界層速度分布の変化によってはく離衝撃波が弱められ反射衝撃波に合体していく干渉

(iii) ステップの影響が反射衝撃波系に先行し、新たなはく離衝撃波を形成する干渉
それぞれの境界は必ずしも明確ではないがその目安となるステップ位置および前述の自由干渉におけるステップ上流はく離点位置における境界層の形状係数を式(3)より求め整理したものを図14に示す。形状係数1.33~1.35がはく離衝撃波への影響の現れる目安となり、1.42~1.49がはく離衝撃波の上流への急速な移動が生じ反射衝撃波系が変形し始める目安となることがわかる。

5. 結 論

斜め衝撃波が固体壁で反射を起こしている反射衝撃波系とステップによって生じるはく離衝撃波の境界層

を介しての干渉について実験を行い、次の結論を得た。

(1) 反射衝撃波系のみの場合、上流境界層の完全に発達した速度分布は反射衝撃波系による急激な逆圧力こう配によってゆがめられた形になるが反射衝撃波系を過ぎると再び回復し、発達する。このときの回復状態には一般的な関係があり、形状係数は式(3)によって近似的に表現される。

(2) 反射衝撃波系とはく離衝撃波の干渉は大別して次の三つとなる。

- (i) 反射衝撃波系とはく離衝撃波が独立な場合
- (ii) 反射衝撃波系下流の境界層速度分布の変化によってはく離衝撃波が弱められ反射衝撃波に合体していく干渉

(iii) ステップの影響が反射衝撃波系に先行し、新たなはく離衝撃波が反射衝撃波を形成する干渉

(3) (i)は境界層が十分回復しているときに生じる。このとき形状係数は1.286以下である。

(4) 干渉が現れ始めるときのはく離衝撃波発生位置における形状係数の目安は1.33~1.35であり、はく離衝撃波の急速な移動の目安は1.42~1.49である。

(5) 弱い反射衝撃波系においては自由干渉におけるステップとはく離衝撃波の距離に相当する位置にステップが近づいたとき、(2)の(iii)の干渉が生じる。

(6) これらの干渉は反射衝撃波系の強弱すなわちはく離泡の有無によって顕著に異なるが、基本的には同じ現象である。

終わりに実験に尽力していただいた田村和難、秋元広道氏に深く感謝する。

文 献

- (1) Bogdonoff, S. M. and Kepler, C. E., *J. Aeronot. Sci.*, **22**-6(1955), 414.
- (2) Gadd, G. E., ほか 1 名, *Proc. R. Soc., Ser. A*, **226**(1954), 227.
- (3) 山根・ほか 2 名, 機論, **54**-498, B(1988), 230.
- (4) Herbert, M. V. and Head, R. J., *NACA R&M*, 3421 (1964), 1.
- (5) Zukoski, E. E., *AIAA J.*, 5-10(1956), 1746.
- (6) Coles, D., *J. Fluid Mech.*, **1**(1956), 191.
- (7) 玉木・ほか 2 名, 機論, **35**-273(1969), 1028.
- (8) 玉木・ほか 2 名, 機論, **36**-292(1970), 2056.
- (9) 杉山・ほか 3 名, 機論, **52**-484, B(1986), 3859.