

超音速混合の促進制御

西岡通男
大阪府立大学

Enhancement of Supersonic Mixing

Michio Nishioka
Osaka Prefecture University

Abstract

The success of future supersonic combustion ramjet engine highly depends on the efficiency of fuel-air mixing. As the compressibility suppresses the growth of mixing layers with increasing the convective Mach number, it is crucial to develop techniques for enhancing supersonic mixing. The present paper first analyzes important previous results for the growth of supersonic mixing layers to see how the compressibility hampers the turbulent vortical motions and how to alleviate the effects. We then propose to use streamwise vortices to enhance the supersonic mixing, and further conduct experiments of introducing the longitudinal vortices into supersonic wakes at Mach numbers 2.4, 2.5 and 4.0. The experiments verify that streamwise vortices can be easily generated without large total pressure losses. The results also show that although the streamwise vortices introduced are rather stable downstream, a high rate of fluid entrainment into the vortices can be obtained even during their formation stage, indicating the capability of enhancing the supersonic mixing. We further consider the generation of small-scale eddies through the breakdown of the streamwise vortices (with various combinations of intensities, scales, rotations and in spanwise row configurations). It is proposed to cause their breakdown by small scale eddies (and/or smaller scale streamwise vortices) embedded in them at their initial formation by their mutual interaction in spanwise row configuration, by their interaction with incident weak shock waves, and by their own instabilities. In particular, as a powerful means of mixing enhancement for the supersonic mixing as well as for low speed cases, unstable streamwise vortices are proposed. Although their streamwise vorticity is axisymmetric, it exists over an annular region only. Thus the vortex may undergo inflectional instability like low-speed mixing layers. We have demonstrated the violent inflectional instabilities at the linear and nonlinear stages, through conducting numerical simulations on the basis of 2D compressible N-S equations.

Key words : supersonic mixing enhancement, streamwise vortices, instability of streamwise vortices, turbulence control, scramjet

1. はじめに

将来のスペースプレーン（極超音速機）用エンジンとして、飛行マッハ数の1/3程度の超音速流中で水素を燃焼させるスクラムジェットが有望視され¹⁾、その技術課題として超音速混合の問題が注目されている²⁾。すなわち、スクラムジェットにおいては水素燃料と吸入超音速気流（酸素）を1 ms程度かそれ以下の極く短時間に混合させて燃焼に導く必要があるが、超音速域では圧縮性の影響によって混合が強く抑制される³⁾という困難に直面しており、混合促進のための制御技術が求められている。この超音速混合の促進制御の問題は乱流制御の課題として非常に興味深く、筆者らは一連の基礎研究を進めている。

一般に燃焼や化学反応を効率良く生じさせるには、反応に加わる異種流体を十分に混合し、分子レベルで緊密に接触させた状態をつくる必要がある。

このような混合は接触面近傍における流体運動が乱流状態のときには極めて速やかであり、層流の場合とは比較にならない。それは、乱流中の大小さまざまな3次元渦運動が異種流体間の接触面積を短時間に増大させることによる。すなわち、分子運動による親密な混合の生じる領域を乱流渦が一気に拡大させることによる。したがって、乱流渦運動の強さおよびスケールを人為的に操作することにより混合が制御できる。また一般に乱流渦運動は混合作用に加え、物質・熱・エネルギー・運動量などを拡散・輸送する能力に優れている。乱流渦はまた渦騒音の原因でもある。それゆえ乱流渦運動の制御技術はそのまま拡散・輸送現象の制御法や渦騒音の低減技術として広く応用できる。

2. 超音速混合層と圧縮性の影響

流速（温度、密度などの流れの諸量）の異なる二

つの、互いに平行な一様流（高速側速度 U_1 、低速側速度 U_2 ）が接触するとき、その境界に沿って形成される剪断流れを 2 次元混合層と呼ぶ。速度分布は、層流か乱流かに係わらず、 $\tanh y$ (y は境界面に直角方向の座標) にほぼ相似であり、変曲点を有する。この混合層は異種流体接触面近傍の流れを最も単純化したモデルである。

非圧縮混合層においては周知のように、大規模横渦（ブラウン・ロシュコ渦）とそれに重畳する小規模縦渦列が混合層の成長を支配し、激しい混合場をつくる。もしも同様な横渦が超音速域で生じるとすると、圧縮性の影響は衝撃波の形成という形で現れる可能性がある。それは、横渦と一緒に流下する座標系から見たとき、淀み点（サドル点）に向かう流れ線上において、流速が超音速となる領域が存在する場合である。これは横渦の流下速度 U_c と主流速度 U_1 あるいは U_2 との相対速度が超音速の場合であり、その超音速流が淀み点に向かえば、当然、そこに達する以前に衝撃波が発生することになる。このことからわかるように、実際に衝撃波が現れるか否かにかかわらず、次式で定義する移流マッハ数 M_{c1} 、 M_{c2} が圧縮性の影響の指標となることが納得される。すなわち、

$$M_{c1} = (U_1 - U_c) / a_1, \quad M_{c2} = (U_2 - U_c) / a_2$$

ここで、 a_1 、 a_2 はそれぞれの主流における音速である。移流マッハ数が超音速の場合に、横渦の形成に衝撃波の発生が伴うことは、2 次元の数値計算で確認できる。一方、実際の 3 次元の混合層においては、次項で述べるように圧縮性の影響が顕著になると横渦の成長は顕著に抑制され、斜め渦が成長することになる。

超音速乱流混合層の成長率を移流マッハ数を導入して最初に調べたのは Bogdanoff⁴⁾ であるが、その後の Chinzei, Masuya, Komuro, Murakami, および Kudou⁵⁾、Papamoschou と Roshko³⁾ らによってこの点が詳しく調べられた。これらの結果によると、圧縮性の影響が現れ始める移流マッハ数は 0.25 から 0.30 の程度で、これ以上に増すと、混合層の成長率は急減する。0.8 付近では非圧縮流の値の 20% 程度にまで減少し、超音速域に入ってもその後は大きく減少しないことがわかった。

圧縮性の影響によって、混合層の乱流渦構造に顕著な変化が生じることをミー散乱法で瞬間の流れ場の種々の断面を可視化して捕らえたのは Clemens と Mungal⁶⁾ である。移流マッハ数が 0.28 の場合に非圧縮流と同様に混合層を支配する大規模横渦は、移流マッハ数が増すに従って存在が弱くなり、0.79 では全く目立たなくなる。つまり、圧縮性の影響が大きくなると横渦は強く抑制され、これに代わって 3 次元的な渦（縦渦成分をもつ斜め渦構造、波動の段階は斜行波）が混合層を支配するようになる。移流マッハ数が 0.86 混合層に関し、2 本の静圧管で相関を測った Samimy, Reeder および Elliott⁷⁾ は、斜め

渦が Λ 型（ヘアピン）形状をもつと示唆している。

これらの従来の実験によると、横渦の成長は移流マッハ数が 1 に至るまで可能なようであるが、0.6 あたりから 3 次元渦（斜め渦）の影響が顕著になる。そして 0.8~1 を越すと、ほぼ完全に 3 次元渦に支配され、成長率は非圧縮流の値の 1/4 から 1/5 倍に減少する。

3. 斜行波、斜め渦

超音速混合層の不安定性に関する重要な特徴は、主流マッハ数がある上限を越すと主流に相対的に亜音速で伝播する 2 次元攪乱（亜音速攪乱）は存在し得ない点であり、また、相対的に超音速で相対的に超音速で伝播する攪乱（超音速攪乱）が現れる点である（Jackson と Grosch⁸⁾ 参照）。変曲点不安定に関する定性的な考察では、混合層を速度の不連続面とし、それが正弦波的な攪乱を受けるときの流れを、攪乱とともに流下する座標をとり、波状壁に沿う非粘性流として扱って不連続面（波状壁）両側の圧力を計算するモデルがよく採用される。このモデルに基づき考えると、亜音速攪乱の場合には確かに両側の圧力差は不連続面の波打ちを助長し、増幅する方向に働く。ところが、超音速攪乱の場合には両側の圧力はどこでも等しくなり、波打ちを増大させる働きは生まれず、攪乱は高々中立的で増幅は生じない。超音速攪乱が増幅に不利であることは、このような単純な波状壁モデルから推測できる。さて、主流方向に伝播すると限定した場合には超音速攪乱しか存在し得ない主流条件の下でも、攪乱が主流と角度 θ をなす方向に伝播するなら、その方向の主流成分に対して亜音速攪乱となる可能性が常にある。斜行する攪乱（斜行波）の方が移流マッハ数は小さくなり、それが亜音速になる場合には当然増幅が可能となる。つまり「斜行」は、翼に後退角を与えて圧縮性の影響を緩和するのと同様の働きをもつといえる。

Sandham と Reynolds⁹⁾ は、混合層の線形不安定性について時間増幅型と空間増幅型の計算を行い、最大増幅攪乱のタイプは移流マッハ数が 0.6 以下では 2 次元波動であり、それ以上では斜行波であって、その伝播方向 θ は次の関係をほぼ満たすと指摘している。

$$M_c \cos \theta = 0.6$$

また、攪乱の非線形発達を調べた 2 次元の数値シミュレーションでは、移流マッハ数が 0.7 以上になると攪乱の成長に伴って衝撃波が発生すること、渦構造は体積変化率（Dilatation）とバロクリニックトルクの働きにより発達が抑制され、流れ方向に伸びた縦長の形になること、などの結果を得ている。彼等はさらに 3 次元シミュレーション¹⁰⁾ で攪乱の非線形発達を計算しているが、2 次元の結果とは顕著に異なり、移流マッハ数が 0.8、1.05 においても衝撃

波は全く現れていない。その理由は、3次元の場合には、横渦の成長が抑制される移流マッハ数域で斜め渦（ Δ 型渦）の成長が卓越し、それが混合層を支配するようになるからであり、このような支配構造の変化により圧縮性の影響が緩和され、衝撃波の発生が回避されると考えられる。

4. 縦渦を用いた超音速混合促進

ここまで述べてきたことからわかるように、圧縮性の影響を緩和させ、超音速混合を促進させる渦構造としては、主流方向の渦軸をもつ縦渦がもっとも効果的であると判断される。

そこで、縦渦がスパン方向に並んだ渦列を用いて超音速混合を促進させる手法を提案し^{11, 12)}、そして実験と圧縮性 $N-S$ 方程式に基づく数値計算の両面から縦渦列を調べてきた。主流マッハ数が 2.4、2.5、4.0 の実験により種々のスケールおよび循環強さもった縦渦列（同方向回転の列や交互逆回転の列）が極めて容易に超音速流中に導入できることをまず示した。縦渦導入ストラットとして、断面が二重楔、その前半部（上流側半分）は対称な楔型であり、後半部（下流側半分）は上向きと下向きスロープ面（片側は主流に平行な面）が一定の幅でスパン方向に交互に並ぶ形状を採用すると、縦渦生成に必要なスリップ流が導入でき、しかも各後縁から向きが交互に変わる弱い斜め衝撃波が発生して縦渦の迅速な形成に役立つこと^{13, 15)}、その縦渦が形成段階において非圧縮性混合層に匹敵する連行作用を有し、かつ、乱流境界層の小スケール渦を縦渦内に容易に取り込むことができ、混合促進に効果的であること^{13, 15, 16)}、縦渦間の干渉が混合促進に効果的であること^{14, 16)}、このような縦渦列の各縦渦要素の中心に水素を注入すると、超音速燃焼が実現できること¹⁸⁾、構造的に不安定な縦渦を用いると、一気に小スケール渦に崩壊して、混合に有利であること¹⁷⁾などを明らかにしてきた。

上述の通り、超音速流の特徴を生かすと、縦渦を超音速後流中に容易に導入できる。縦渦の形成時間は十分に短く、また形成段階において強い連行作用が得られる。スロープの角度や立壁間隔を調節すれば、縦渦のスケールや循環の強さを容易に制御できる。前縁衝撃波や後縁衝撃波は、総圧損失の観点から言えば十分に微弱である。縦渦導入モデルの波造抵抗であるが、前縁半頂角 θ が 0.0994 ラジアンと十分に小さいので、非粘性流れを仮定するときの造波抵抗係数（基準面積はモデルのコード長とスパン長の積）は簡単な表式、

$$C_D = 6 \theta^2 / (M^2 - 1)^{0.5}$$

で表され、 $M=2.5$ のとき $C_D=0.0258$ である。また、これに伴う衝撃波による総圧損失は高々1%の程度である。もっとも、混合により必ず総圧損失が生じるので、不必要な領域での乱流渦の生成を極力避け

ることが総圧損失低減の要点として重要で、この意味においても、ここで提案している縦渦は最適である。つまり分子レベルで混合させるべき異種流体（例えば燃料水素と酸素）を縦渦形成段階の強い連行作用を利用してまず縦渦内に取り込む。そして縦渦内に小スケールの渦運動励起し、分子レベルの混合を促進させるために接触面積を一気に増大させるのである。このようにすれば、不必要な領域での乱流渦の生成を避けることができる。

したがって、縦渦内に小スケールの渦運動励起することが重要になる。しかし、一般に縦渦はかなり安定な構造をもつので、小スケールの運動を一気に励起するには、この安定な縦渦を崩壊させる工夫が求められる。その手段として筆者らが注目し、調べてきたことをまとめると、（1）縦渦に巻き込まれる境界層をあらかじめ乱流化し、乱流境界層内の小スケール渦を利用して縦渦を崩壊に導く、（2）境界層にあらかじめ小スケールの縦渦を導入する、（3）縦渦列を導入し、スケールの異なった縦渦を組合わせて縦渦間の干渉、縦渦と剪断層の干渉を促す、（4）複数の縦渦列（例えば2列）を干渉させて崩壊に導く、（5）内部構造および回転方向の組み合わせを工夫し、縦渦を不安定化させ、小スケール渦に崩壊させる、（6）縦渦と弱い衝撃波との干渉場でバロクリニックトルクにより小スケール渦を生成させて崩壊に導く、などである。

さて、縦渦を用いた超音速混合制御に関する従来の研究成果について述べる。Naughton, Catafesta と Settles¹⁹⁾ は主流マッハ数 3.5 の流れにマッハ数 3.0 の噴流を導入し、噴流にスワールによる縦渦成分を導入し、スワールを与えない場合と比較して、混合促進の効果を調べた結果、縦渦によりエントレインメントが 35% 増すと結論している。この実験では噴流が主流と接触する段階で既に縦渦は形成を完了しており、しかも縦渦はかなり安定で、出口から直径の8倍程度流下しても顕著な崩壊はない。Fernando と Menon²⁰⁾ は風洞壁面に設けた接線吹き口からヘリウムの音速流を主流（マッハ数 2.5）に平行に吹き出した場合の混合層を調べた。そして、噴流出口壁の形状を工夫し噴流内に縦渦（スケールは噴流出口における風洞壁境界層厚さと同程度）を導入した場合には、風洞壁側の亜音速域で乱流運動が活発化し、導入しない場合に比べると、混合層厚さが2倍程度厚くなるという結果を得ている。

Northam, Capriotti, Byington と Greenberg²¹⁾ は縦渦と接線噴流を組み合わせ、燃焼条件下での混合を調べている。彼等が unswept ramp injector と呼ぶ燃料噴射モデルは風洞壁設置タイプで、頂角が 10.3 度の楔形状を有し、寸法はスパン方向の横幅が 15.2mm、流れ方向長さ 53.3mm、下流側のベース高さ（ランプ高さ）12.7mm、ベースの中心に設けられた円形噴流口の直径 7.1mm である。もう一つのモデルは長さベース寸法は上記と同一であるが、横幅がベース面から上流に向かって広がるタイプで、それゆえ、両サイドは後退角（80度）を有し、swept ramp injector

と呼ばれる。燃焼風洞の測定部断面は高さ約 38mm、スパン約 88mm、主流マッハ数は 2 および 3、水素噴流のマッハ数は 1.7 である。流れは、モデル設置位置でそのまま風洞壁に沿う部分とランプ壁に沿う部分に別れ、後者の流れはランプの前縁衝撃波により圧縮され、流下とともに両サイドの低圧領域に向かう速度成分が増していく。この傾向はベース面位置に達すると加速され、逆回転縦渦対が生まれ、噴流は縦渦対に巻き込まれる。彼等は、実験から燃焼効率を計算し、また非燃焼流におけるレーザ蛍光法による濃度測定や数値計算により混合を評価しているが、unswept ramp よりも swept ramp の方が強い縦渦をつくるので混合により有利であると結論している。ただし、後者の場合でも、ランプ高さの 3 倍程度下流で生まれた後、縦渦の成長率は急激に低下し、1 2 倍程度下流でも縦渦断面の大きさはほとんど変わらない。

上述のランプ面からの水素噴流に斜め衝撃波が入射すると噴流と空気の境界面ではバロクリニックトルクにより渦度が生まれ、逆回転縦渦対が形成される。Waitz, Marble と Zukoski²²⁾ はこの手法による混合促進を実験（マッハ数 1.7 のヘリウムをマッハ数 6 の主流に噴射）と数値計算の両面から調べている。ピトー圧の測定結果から判断すると縦渦対の形成位置はベース高さの 4~8 倍下流である。彼等は、この縦渦により、ベース高さの 60 倍程度下流で理論当量比に近い混合が達成されると実験と数値計算の結果から結論している。

これらの従来の研究において共通しているのは、いずれの場合も、縦渦が安定で速やかに小スケールの渦に崩壊するようには見えない点であり、先述の(1)~(6)の手法で縦渦を崩壊させることの重要であることが確認される。縦渦の安定性やその崩壊に関する研究は混合制御の観点から重要な課題であるといえる。筆者らは文献 17) において、新しく、低速の混合層の場合と類似の変曲点不安定性が励起される不安定な構造をもつ縦渦を提案した。その特徴は、中心軸からある一定の距離にある環状領域だけに渦度が存在し、中心軸まわりの領域の渦度はゼロであり、いわば中空である。この中空縦渦の特徴は、最大増幅率のモードに近い波数をもつ複数の攪乱が競合しつつ激しく成長する点であり、それらは干渉しあい、合体・融合を繰り返しつつ、混合に有利な流れ場をつくるのが、2 次元圧縮性 N-S 方程式に基づく数値シミュレーションで確認されている。また、2 次元混合層と縦渦を組み合わせた流れ場も混合制御の立場から興味深い。この意味では、文献 23) で扱っている 2 次元混合層の複層化によって圧縮性の影響を回避する方法もよく調べる必要がある。なお、衝撃波が剪断層に入射すると、剪断層は破裂するかのように小スケール渦に崩壊することが観察されている。衝撃波（振動する場合を含め）によるこのような渦励起や剪断層の不安定化は先述の(6)とも関連して重要である。これらについては今後の課題としたい。

本稿では、縦渦を用いた混合制御に焦点を絞った。他の制御法については、文献 2、24) が参考になる。

参考文献

- 1) 鎮西・升田：日本航空宇宙学会誌、35(1987)241-254.
- 2) E.J.Cutmark, K.C.Schadow and K.H.Yu：Annu. Rev. Fluid Mech., 27(1995)375-417.
- 3) D.Papamoschou and A.Roshko：J. Fluid Mech., 197 (1988)453-477.
- 4) D.W. Bogdanoff：AIAA J., 21(1983) 926- 927.
- 5) N.Chinzei, G.Masuya, T.Komuro, A.Murakami and K. Kudou：Phys. Fluids, 29 (1986) 1345-1347.
- 6) N.T.Clemens and M.G.Mungal：AIAA J., 30(1992) 973-981.
- 7) M.Samimy, M.F.Reeder and G.S.Elliott：Phys. Fluids A, 4 (1992) 1251-1258.
- 8) T.L.Jackson and C.E. Grosch：J.Fluid Mech., 208 (1989)609-637.
- 9) N.D.Sandham and W.C.Reynolds：AIAA J., 28, No.4 (1990) 618-624.
- 10) N.D. Sandham and W.C. Reynolds：J.Fluid Mech., 224 (1991) 133-158.
- 11) 西岡：航空宇宙技術研究所 SP-12(1990)39-42.
- 12) 野村・石井・西岡：航空宇宙技術研究所 SP-16 (1991)123-128.
- 13) 西岡・須浪：日本流体力学会誌 14(1995)377-389.
- 14) 須浪・徳永・西岡：航空宇宙技術研究所 SP-28 (1995)32-36.
- 15) 西岡・須浪・上山：日本流体力学会誌 15(1996) 35-44.
- 16) 西岡・須浪：日本流体力学会誌 15(1996)45-54.
- 17) 西岡・松岡・辻本・比江島：日本機械学会論文集 (B)63(1997)119-125.
- 18) M.N.Wendt, T.Sunami and M.Nishioka：第 7 回ラム / スクラムジェットシンポジウム（日本航空宇宙学会北部支部）講演論文集 (1997)247-252.
- 19) J.Naughton, L.Cattafesta and G. Settles：AIAA paper 89-2466 (1989).
- 20) E.M. Fernando and S. Menon：AIAA paper 91-1721 (1991).
- 21) G.B. Northam, D.P. Capriotti, C.S. Byington and I. Greenberg：AIAA paper 91-2394 (1991).
- 22) I.A. Waitz, F.E. Marbel and E.E. Zukoski：AIAA paper 91-2265 (1991).
- 23) 西岡・北川・坂上：日本機械学会論文集 (B)63 (1997)112-118.
- 24) 本阿弥眞治：日本機械学会論文 (B)63 (1997)9-15.