超音速二重せん断層の発達に及ぼす スパン方向渦の蛇行の効果^{*1}

Effects of Spanwise Vortex Contortion on the Growth of Supersonic Double Shear Layer

荒 木 幹 也^{*2}・原 田 素 規^{*2}・小 倉 祐 一^{*2}・芝 世 弐^{*2}

Mikiya ARAKI, Motoki HARADA, Yuichi OGURA, Seiji SHIBA,

岡 井 敬 一^{*2}・津 江 光 洋^{*3}・河 野 通 方^{*3}

Keiichi OKAI, Mitsuhiro TSUE and Michikata KONO

Key Words: Turbulent Mixing, Vortex Contortion, Double Shear Layer, Supersonic Flow

Abstract: The turbulent structure and the growth rate of the supersonic double shear layer were investigated experimentally. Subsonic air was in parallel injected into Mach 1.78 airstream. In order to contort the spanwise vortex, two configurations of curved injector were used. A new optical measurement that employs schlieren technique and a Pitot pressure measurement were conducted. The optical measurement revealed the existence of the contorted spanwise vortex. In case that spanwise vortex is contorted, the contorted part of the spanwise vortex is considered to behave like a vortex pair. The spanwise averaged shear layer thickness was estimated from Pitot pressure measurement. Only asymmetric curved injector was effective in increasing the spanwise averaged shear layer thickness. For asymmetric curved injector, vortex pairs of upper and lower shear layers, rotating in the same direction, were considered to induce rib structures.

1. は じ め に

スクラムジェットエンジン開発における大きな技術的課題の一つとして、超音速空気流と燃料流の混合の問題がある。圧縮性の影響が顕著になると流れ場の安定性が増大し、乱流混合が極めて進みにくくなることが理論的¹⁾にも実験的²⁾にも示されている。本研究の課題はこの圧縮性乱流混合の促進にある。本研究では、圧縮性乱流混合の最も単純な場である圧縮性せん断層に注目し、その成長率を増大させる方法を提案する。

Morris ら³⁾ は線形安定性解析により、移流マッハ数 M_c の増大とともに、二次元的な不安定波より、流れ方向と異なる伝播方向を持つ三次元的な不安定波（斜行波）の方が卓越して増幅されるようになることを示した。また Martens ら⁴⁾ は、様々な角度に取り付けられた電極からのグロー放電により超音速せん断層の不安定性を励起し、特定の伝播角度の三次元不安定波が選択的に増幅されることを示した。これらの研究は、圧縮性せん断層においては、二次元不安定波より三次元不安定波（斜行波）の方が圧縮性の影響を受けにくいことを示唆している。

Bernal ら⁵⁾、Hussain⁶⁾ は、非圧縮性せん断層の渦構造について調べ、その構造が、スパン方向に軸を持つ主渦

（スパン方向渦）と、それに絡みつくように現れる二次的な渦（リブ構造）から成ることを示した。第1図(a)、(b)にその概念図を示す。リブ構造は、前後のスパン方向渦にまたがる構造を持つ。スパン方向渦は、流下とともにリブ構造により歪められ、第1図(b)に示すように蛇行するようになる。一様流の領域からスパン方向渦への流体のエントレインメントの大部分は、このリブ構造領域で行われていることが知られている^{5,6)}。したがってリブ構造の発達は、スパン方向渦の発達に大きく寄与する可能性がある。本研究では、スパン方向渦にあらかじめ第1図(b)のような蛇行を与える場合を考える。この場合、スパン方向渦の蛇行が、逆にリブ構造を誘起する可能性があると考えられる。

第2図に、蛇行するスパン方向渦の模式図を示す。蛇行するスパン方向渦は、斜行波を周期的に折り返したものと見なすことができる。したがって、斜行部分においては不安定性の増大を期待できる。また折り返し部分では、誘起されたリブ構造による、流体のエントレインメントの効果を期待できる。本研究では、スパン方向渦を蛇行させるため、超音速主流と模擬燃料流の合流部のトレーリング・エッジを曲線に加工した。

本研究は、スパン方向渦に与えられた蛇行が、超音速二重せん断層の発達に及ぼす影響を、実験的に調べたものである。

^{*1} 平成 11 年 9 月 21 日原稿受理

^{*2} 東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

^{*3} 東京大学工学部航空宇宙工学科

(a) Bernal and Roshko, 1986

(b) Hussain, 1986

第1図 スパン方向渦とリブ構造の模式図

第2図 スパン方向渦の蛇行の模式図

2. 実験装置および測定方法

2.1 超音速ノズルおよびテストセクション 第3図(a), (b)に、テストセクションの概略図および流れ場の瞬間シュリーレン像の例を示す。

第3図(a)に示すように、流路断面は矩形である。超音速ノズルは、図に示した模擬燃料噴射管により、ノズルスロートよりも上流から上下に分割されている。超音速ノズルの設計作動条件は、出口マッハ数1.78、全圧0.553 MPa、全温は室温である。テストセクションは高さ50 mm、幅46 mmである。模擬燃料噴射管の高さは4 mmである。本研究ではこれを H と置く。模擬燃料の噴射口の高さは3 mmである。座標系は模擬燃料噴射管の出口中央を原点とし、流れ方向下流に x 、鉛直下方に y 、スパン方向に z をとる。以後本研究では、座標は全て噴射管高さ H で無次元化して表す。テストセクション下流端は大気に解放されている。テストセクションの上下および左右の壁面は一部取り外すことができる。これにより、後述の光学測定を行うことができる。

第3図(b)に示されたシュリーレン像は、直線型噴射管(詳細は2.2節)を用いた場合の初期せん断層の様子である。せん断層は、 $x/H=4$ 付近から緩やかに蛇行を開始しており、この付近からスパン方向渦が形成され始めると考えられる。

第3図 (a) テストセクションの概形図

(b) 初期せん断層の瞬間シュリーレン像

(a) Symmetric curved injector

(b) Asymmetric curved injector

第4図 曲線型噴射管

2.2 模擬燃料噴射管 第4図に、本研究で用いた模擬燃料噴射管(以下「噴射管」と呼ぶ)の概略図を示す。せん断層のスパン方向渦に蛇行を生じさせるため、曲線に加工された噴射管を用いた。曲線は正弦曲線とした。正弦曲線は以下の式で表される。

$$f(z) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right) \quad (1)$$

λ は正弦曲線の波長である。山から谷までの深さは $2A$ である。また上下の曲線の位相を等しくしたものと、 180° 位相をずらしたものを用いた。前者を「対称曲線型噴射管」(Symmetric curved injector)、後者を「非対称曲線型噴射管」(Asymmetric curved injector) と呼ぶ。また比較のため、直線型の噴射管も用いた。

2.3 測定方法 本研究では、ピトー管によるピトー圧測定およびシュリーレン法を応用した渦構造の光学測定を行った。

y 軸方向からスパン方向渦を捉えることは、通常のシュリーレン法による可視化では、流れ場の密度勾配が小さいため困難である。そこで本研究では、以下に示すようなシュリーレン法を応用した光学測定によりスパン方向渦の蛇行の様子を測定した。

第5図に光学系を示す。光源には、連続発光のキセノンランプを用いた。平行光は、テストセクションに y 軸方

第5図 光学系の模式図

第1表 実験条件

U_2/U_1	ρ_2/ρ_1	Mc_1
0.21	0.61	0.62

U , velocity; ρ , density; Mc , convective Mach number; subscript 1, main flow; 2, injected air flow.

第2表 噴射管形状

	$2A$ (mm)	λ (mm)
Straight	0	—
Symmetric	10.0	23.0
Asymmetric	10.0	23.0

向に入射される。カットの向きは流れに垂直方向とした。これはスパン方向渦による光路の曲がりをも、より高い感度で捉えるためである。ナイフエッジで遮られなかった光は、その先の受光部に投影される。受光部には、直径0.5 mmのピンホールが格子状に等間隔に設けてある。ピンホールを通過した光は、光ファイバを通して光電子増倍管に送られる。ここで輝度の変動は電圧変動に変換される。この変動をサンプリングした。

平行光の光路中をスパン方向渦が横切ると、平行光は密度差により曲げられ、焦点の位置は移動する。これにより、各ピンホールに到達する光の輝度は、時間とともに変化する。スパン方向渦がある角度をもって移流するのであれば、流れ方向位置の等しい二つのピンホールを渦構造が通過する時間にずれを生じる。そこで、二つのピンホールでの輝度変動を同時にサンプリングし、得られた輝度変動の時間履歴の相互相関関数を求める。そのピークの位置からスパン方向渦の通過する時間のずれを求め、その角度を見積もった。

3. 実験結果および考察

3.1 実験条件 本研究の実験条件を第1表に示す。模擬燃料には空気を用いた。模擬燃料の速度は100 m/sであり、亜音速噴射である。移流マッハ数 Mc_1 は、Papamoschou ら²⁾の定義に基づき計算した。

本研究では、第2表に示す3種類の噴射管を用いた。こ

(a) $z/H = 0.0$ (b) $z/H = 0.72$

(c)

第6図 輝度変動の時間履歴および相互相関関数

こで、 $2A$, λ は第(1)式の値である。

3.2 噴射管形状がスパン方向渦に及ぼす影響

3.2.1 渦構造の光学測定 第6図に輝度変動の測定結果の例を示す。噴射管は対称曲線型である。第6図の(a), (b)は、それぞれ流れ方向位置 $x/H=15.0$ 、スパン方向位置 $z/H=0.0$, $z/H=0.72$ の2点における輝度変動の測定結果である。サンプリング周波数は10 MHz、データ点数は2048点である。これらの輝度変動の相互相関関数を第6図(c)に実線で示す。相互相関関数は時間遅れ $\tau=0.6 \mu\text{s}$ にピークを持つ。これは、スパン方向渦は $z/H=0.0$ の測定点を通過した後、 $0.6 \mu\text{s}$ 後に $z/H=0.72$ の測定点を通過することを示す。同様の測定を行ったところ時間遅れ τ のピーク位置は、測定回ごとにばらつきを持つことが分かった。このばらつきは、乱流現象の偶発性によるものと考えられる。すなわち、スパン方向渦は毎回同じ角度で発生するのではなく、多少の角度のばらつきをもって発生することが原因と考えられる。この偶発性の影響を排除するため、2048点の測定を計80回行い、得られた相互相関関数を平均化した。平均化された相互相関関数を第6図(c)に破線で示す。

本研究における測定の場合、2048点の測定から得られた相互相関関数を20回分程度積算し平均化することで、そのピークの位置は安定し、再現性を得られることが分かった。第6図(c)より、平均化された相互相関関数のピーク位置は、時間遅れ $\tau=-0.6 \mu\text{s}$ であった。

以上の測定を、流れ方向位置 $x/H=15.0$ において、スパン方向の位置を変化させて行った。その結果を第7図に示す。直線型噴射管の場合もあわせて示す。測定は同時に2点で行われ、その一方の点は常に $z/H=0.0$ とした。第7図では、 $z/H=0.0$ を基準点とした場合の、各測定点における時間遅れとその誤差が示されている。時間遅れ τ

第7図 $x/H=15.0$ におけるスパン方向渦通過時刻の遅れ 第9図 $x/H=15.0$ におけるスパン方向渦の変形 第8図 $x/H=15.0$ におけるスパン方向渦の移流速度

が正の値をとる場合、スパン方向渦が基準点を先に通過したことを表す。また、誤差を見積もるため、2048点の時系列データから得られた相互相関関数を16回分ずつ5回に分けて平均化し、そのピークの位置から時間遅れを求めた。この5回分の時間遅れのばらつきから、標準偏差を求めた。直線型噴射管の場合、 $z/H=1.5$ 付近における誤差がやや大きいものの、測定範囲全体にわたって時間遅れはほぼ零であり、スパン方向渦は流れに対し角度を持たないと考えられる。一方、対称曲線型噴射管の場合、 $z/H=0.0$ から離れるにつれ、スパン方向渦が遅れて通過するようになる。つまりスパン方向渦は流れに対し角度を持つと考えられる。

スパン方向渦が空間的にどの程度角度を持つのか調べるため、 $x/H=15.0$ におけるスパン方向渦の移流速度を調べた。流れ方向に並べられた二つの測定点を、スパン方向渦が通過するのに要した時間から、その移流速度を求めた。測定点は、 $x/H=15.0$ と $x/H=15.9$ である。この測定を、スパン方向の位置を変化させて数カ所で行った。

結果を第8図に示す。スパン方向渦の移流速度は、直線型、対称曲線型のいずれの噴射管においても、スパン方向にはほぼ一様な分布を持つ。移流速度のばらつきは、いずれの噴射管においても1%程度であり、移流速度はスパン方向に一樣と見なして差し支えないと考えられる。そこで本研究では、直線型、対称曲線型の各噴射管における $x/H=15.0$ での移流速度を、その平均値からそれぞれ412.4

m/s, 434.9 m/sとした。

時間遅れと移流速度から、スパン方向渦の角度を求めた。その結果を第9図に示す。対称曲線型噴射管については、噴射管の出口形状をあわせて示す。直線型噴射管の場合、形成されるスパン方向渦は直線的である。一方、対称曲線型噴射管の場合、スパン方向渦は噴射管の形状にあわせて変形していることが分かる。これより、曲線型噴射管にはスパン方向渦に歪みを与える効果があると考えられる。スパン方向渦の形状と噴射管の形状を比較すると、スパン方向渦が z 軸の正方向にずれている。これは、不可避免的に生じる流れの非対称性、あるいは測定系の誤差によるものと考えられる。

なお今回の測定では、非対称曲線型噴射管を用いた場合のスパン方向渦の変形については明らかにすることができなかった。この点は、今後の課題として測定法の改善等考えていく必要があると考える。以下の議論では、非対称曲線型噴射管を用いた場合にも、スパン方向渦は噴射管形状にあわせて蛇行すると仮定する。ピトー圧測定の結果より、この仮定は、定性的には正しいと考える。

3.2.2 ピトー圧分布 ここまでは、 $x-z$ 平面上におけるスパン方向渦の変形を調べた。ここからは、 $y-z$ 平面上におけるスパン方向渦の変形について調べる。

せん断層の発達の様子をとらえるため、流れ方向位置を変化させながら、ピトー圧分布の測定を行った。その例として第10図(a)~(c)に、直線型、対称曲線型、非対称曲線型の各噴射管を用いた場合の、流れ方向位置 $x/H=15.0$ でのピトー圧分布を示す。ピトー圧分布は、 $y-z$ 平面上に等高線の形で表されている。ピトー圧は、 $y/H=0$ 付近で最も小さな値をとる。これは、模擬燃料流の運動量が主流のそれに比べて小さいためである。他の流れ方向位置におけるピトー圧分布と比較した場合、流下とともに混合が進むと、主流から模擬燃料流へと運動量が拡散するため模擬燃料流のピトー圧は大きくなる。同時に主流は運動量を失うため、主流中のピトー圧の低下した領域は y 軸方向に上下に拡大する。

直線型噴射管の場合、ピトー圧分布は若干スパン方向に非一様性を生じるものの、ほぼ直線的であることが分かる。対称曲線型噴射管の場合、ピトー圧分布はスパン方向

第10図 $x/H=15.0$ におけるピトー圧等圧線図

に一樣でない。ピトー圧分布は、噴射管出口の曲線の波長 λ と同じ間隔で変形している。ピトー圧分布は $z/H=0$ 付近で y 軸方向へ上下に引き延ばされており、また逆に $z/H=\pm 3$ 付近では y 軸方向に圧縮されている。非対称曲線型噴射管の場合も、ピトー圧分布は噴射管出口の曲線の波長 λ と同じ間隔で変形している。ただし $y>0$ 側のトレーリングエッジの曲線の位相が、対称曲線型の場合と比べて 180° ずれているため、ピトー圧分布の変形の様子はこれとは異なる。ピトー圧分布は $z/H=0$ 付近で y 軸負方向に移動しており、また逆に $z/H=\pm 3$ 付近では y 軸正方向に移動している。

3.2.3 スパン方向渦の変形に関する考察 以上の結果から、曲線型噴射管を用いることによるスパン方向渦の変形について考察する。スパン方向渦の模式図を第11図に示す。簡単のため単せん断層で議論する。スパン方向渦は、曲線型噴射管により歪みを与えられ、 x - z 平面上において蛇行する。この時、蛇行の折り返し部分A、Bでは、図に示すように渦対が形成される。A、Bでの渦対は誘起速度を生じる。このためスパン方向渦は、図中矢印で示すようにAでは上方に、Bでは下方に y - z 平面上を移動する。第10図(b)、(c)に現れたピトー圧分布の変形は、このスパン方向渦の移動によるものと考えられる。

3.3 せん断層の成長率 Satoら⁷⁾は、Papamoschouら²⁾の定義に基づき、超音速二重せん断層の厚さをピトー圧分布から見積もった。このピトー圧せん断層厚さ δ_{Pitot} は、次式で表される。

$$\delta_{Pitot} = y_{+0.9} - y_{-0.9} \quad (2)$$

第11図 スパン方向渦の蛇行による渦対の形成

第12図 δ_{Pitot} の定義第3表 各噴射管における $d\delta_{Pitot}/dx$

	$d\delta_{Pitot}/dx$
Straight	0.060
Symmetric	0.050
Asymmetric	0.101

ただし $y_{+0.9}$ と $y_{-0.9}$ は、それぞれ $y>0$ 、 $y<0$ の領域において、ピトー圧が主流ピトー圧とせん断層中心ピトー圧の差の90%の値をとる位置である。しかしながら本研究の場合、スパン方向渦の y 軸上下方向への移動のため、ピトー圧分布の z 方向の非一樣性が著しく、第(2)式をそのまま用いるのは不適切である。そこで本研究では、せん断層の厚さの指標として、 z 軸方向の非一樣性を平均化したせん断層厚さを以下に導入する。

第12図に、本研究の流れ場におけるピトー圧分布の模式図を示す。主流ピトー圧 P_∞ と、模擬燃料流の噴射管出口でのピトー圧 P_{min} の差の90%をとる位置でのせん断層の y 軸方向厚さ $\delta_{Pitot}(z)$ を求め、その値を z 軸方向へ積分する。積分範囲は、曲線型噴射管の曲線の一周分 $(-\lambda/2 < z < \lambda/2)$ とした。図の斜線部分がこれに相当する。これを λ で除したものを、平均ピトー圧せん断層厚さ $\bar{\delta}_{Pitot}$ とする。

$$\bar{\delta}_{Pitot} = \frac{1}{\lambda} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \delta_{Pitot}(z) dz \quad (3)$$

ここで、 $\bar{\delta}_{Pitot}$ の物理的意味について考える。単せん断層を考えた場合、せん断層の厚さはスパン方向渦のスケール、つまり直径とみなすことができる。本研究のような二重せん断層の場合にも、せん断層の厚さはスパン方向渦のスケールを代表するものと考えられる。すなわち $\bar{\delta}_{Pitot}$ は、

 第13図 $\bar{\delta}_{Pitot}$ の流れ方向の変化

 第14図 前後のスパン方向渦の干渉
(a) 対称曲線型, (b) 非対称曲線型

z 軸方向に一樣なスパン方向渦に置き直した場合の、そのスケールを代表するものと考えられる。もし、超音速主流からスパン方向渦へ取り込まれる流体の量が增大すれば、スパン方向渦のスケールは増大し、 $\bar{\delta}_{Pitot}$ は増大する。ただし取り込まれる流体の量が変わらず、スパン方向渦が y 軸方向へ移動しただけであれば、 $\bar{\delta}_{Pitot}$ は変化しない。

$\bar{\delta}_{Pitot}$ の流れ方向変化を第13図に示す。また、最小自乗法により求めたせん断層の成長率 $d\bar{\delta}_{Pitot}/dx$ を第3表に示す。対称曲線型噴射管を用いた場合、 $d\bar{\delta}_{Pitot}/dx$ は直線型噴射管を用いた場合とほとんど変わらない。このことから、対称曲線型噴射管を用いた場合、スパン方向渦は y 軸上下方向に移動するものの、超音速主流からスパン方向渦へ取り込まれる流体の量は、直線型噴射管の場合と比べて変化していないと考えられる。一方、非対称型噴射管を用いた場合、直線型噴射管の場合と比べて $d\bar{\delta}_{Pitot}/dx$ は、約60%増大している。この場合、スパン方向渦は、 y 軸上下方向に移動すると同時に、超音速主流からより多くの流体を取り込んでいると考えられる。

第14図に、対称曲線型、非対称曲線型の各噴射管において形成されるスパン方向渦の模式図を示す。本研究のせん断層は二重せん断層であるので、逆方向に回転するスパン方向渦が交互に並ぶ構造を有している。

対称曲線型噴射管を用いた場合、前後のスパン方向渦は、第14図(a)のように山同士、谷同士が一致する。前後のスパン方向渦は逆方向に回転しているので、折り返し部分に形成される渦対の回転方向は、前後のスパン方向渦では逆になる。このため、前後のスパン方向渦の間に、橋渡しとなるリブ構造は形成されない。また、折り返し部分の渦対が逆方向に回転することから、前後のスパン方向渦は互いの回転を阻害し合うことになると考えられる。

一方、非対称曲線型噴射管の場合、前後のスパン方向渦で、第14図(b)のように山と谷、谷と山が一致する。この場合、折り返し部分に形成される渦対の回転方向は、前後のスパン方向渦で一致する。このため前後のスパン方向渦の間には、図のようにリブ構造が誘起されることが考えられる。リブ構造は超音速主流からの流体の取り込み量を増大させる。このためスパン方向渦のスケールは増大する。このリブ構造の形成が、非対称曲線型噴射管を用いた場合における $\bar{\delta}_{Pitot}$ の増大の原因と考えられる。本研究のように、リブ構造を積極的に形成する手法は、超音速二重せん断層の発達を促進する有効な方法となりうることが示唆される。

最後に、流れ場の不安定性がせん断層の発達に及ぼす影響に関して述べる。スパン方向渦の進行方向が流れ方向と角度を有する本研究のような流れ場では、流れ場の不安定性がより大きくなっている可能性がある^{3,4)}。この不安定性の変化が、上述の結果に何らかの影響を及ぼしている可能性があるものと考えられる。この点に関しては、今後、線形安定性解析等の方法で明らかにしていく必要があると考える。

4. 結 論

本研究では、直線型噴射管と曲線型噴射管を用い、噴射管形状が超音速二重せん断層の渦構造、およびその発達に及ぼす影響を実験的に調べた。その結果以下の知見を得た。

1. 直線型噴射管を用いた場合、形成されるスパン方向渦は直線的である。
2. 曲線型噴射管を用いた場合、形成されるスパン方向渦は歪みをうけ蛇行する。
3. 対称曲線型噴射管を用いた場合、スパン方向に平均化したせん断層の成長率は、直線型噴射管を用いた場合のそれとほとんど変わらない。
4. 非対称曲線型噴射管を用いた場合、スパン方向に平均化したせん断層の成長率は、直線型噴射管を用いた場合のそれと比べて増大する。

本研究を行うにあたり多大のご助力をいただいた、日本大学生産工学部の吉田光寿君、岐阜大学機械システム工学科の高橋周平助手、東京大学航空宇宙工学科の百々 悟助手、岩田梯次技術官、内海正文技術官、東京大学工学部総合試験所の生田博巳技術官に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Blumen, W., Drazin, P. G. and Billings, D. F. : Shear Layer Instability of an Inviscid Compressible Fluid, Part 2, *J. Fluid Mech.*, **71** (1975), pp. 305-316.
- 2) Papamoschou, D. and Roshko, A. : The Compressible Turbulent Shear Layer : an Experimental Study, *J. Fluid Mech.*, **197** (1988), pp. 453-477.
- 3) Morris, P. J., Giridharan, M. G. and Lilley, G. M. : On the Turbulent Mixing of Compressible Free Shear Layers, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **431** (1990), pp. 219-243.
- 4) Martens, S., Kinzie, K. W. and McLaughlin, D. K. : Structure of Coherent Instabilities in a Supersonic Shear Layer, *AIAA J.*, **34** (1996), pp. 1555-1561.
- 5) Bernal, L. P. and Roshko, A. : Streamwise Vortex Structure in Plane Mixing Layers, *J. Fluid Mech.*, **170** (1986), pp. 499-525.
- 6) Hussain, A. K. M. F. : Coherent Structures and Turbulence, *J. Fluid Mech.*, **173** (1986), pp. 303-356.
- 7) Sato, N., Imamura, A., Shiba, S., Takahashi, S., Tsue, M. and Kono, M. : Advanced Mixing Control in Supersonic Airstream with a Wall-Mounted Cavity, *J. Propulsion Power*, **15** (1999), pp. 358-360.