二次元圧縮性せん断層の大規模構造*

梅 村 章^{*1}, 中 村 聡^{*2}

Two-Dimensional Large-Scale Structures in a Compressible Shear Layer

Akira UMEMURA and Satoshi NAKAMURA

The effect of compressibility on the two-dimensional large-scale structures in a single shear layer was investigated for the temporally developing case. Each eddy is elongated by compressibility through (i) the formation of volumetric source and sink distribution and (ii) the emergence of unstable travelling waves under the condition that the Mach number of free streams, M , exceeds unity. The dilatation accelerates the streamwise velocity and decelerates the transverse velocity, so that the convection of vorticity makes the resulting eddy elongated in the streamwise direction and reduces its own angular velocity of rigid-body rotation. The eddy formed at $M > 1$ takes an airfoil-like shape and has almost the same thickness as the original shear layer, due to an existing phase velocity different from the mean value of the two free stream velocities. Each eddy can propagate by itself in such a way that its leading edge rolls up the tail of the preceding eddy.

Key Words: Shear Layer, Large-Scale Structure, Compressibility, Supersonic Flow, Elongated Eddy, Shocklet

1. は じ め に

近年, スクラムジェットエンジン開発に関連して圧縮性せん断層の研究が盛んに行われている。エンジンの性能は, せん断層でのエントレイメント, 乱流混合および燃焼過程に強く依存するので, その特性化は設計段階で不可欠である。しかし, 圧縮性せん断層の物理像についてはいまだ不明な点が多く, 文献でもしばしば混乱した議論を生んでいる。そこで, 本研究では, 圧縮性せん断層の物理モデルの構築を目指し, 基礎的な考察を行うことにした。ただし, 今回の解析では二次元非散逸系の範囲に問題を限って取扱った。

これまでの理論的ならびに実験的研究によって, せん断層の速度段差が大きくなると圧縮性が効いて, せん断層の成長速度が急激に減少することが知られている^{(1)~(8)}。最近 Papamoschou⁽⁴⁾ は, 圧縮性乱流せん断層の大規模構造を実験的に調べて, 次の知見を得ている。せん断層速度段差の半値のマッハ数が0.6を超えると, 渦から見た自由流は, 一方が音速ないしは超音

速になるのに対して, 他方は低亜音速となって, 両者が常に等しいとする(すなわち, 二つの自由流の平均速度で渦が移動するとする)等エンタルピー大規模構造モデル⁽²⁾の予測とはかけ離れた結果になり, その原因を衝撃波の存在に求めている。しかし, この実験結果は線形安定性解析結果⁽⁶⁾とも矛盾し, 今のところせん断層に固有の特性とみなすには実験的根拠の薄いものであるといわざるをえない。圧縮性せん断層の不安定性は基礎流れの特性に敏感であり, 加えて, マッハ波を通して遠方の物体と有効に干渉しうることを考慮すれば, なお多角的な検討が必要である。さらに, 圧縮性せん断層における三次元構造⁽⁷⁾⁽⁸⁾の重要性が指摘されてきているが, これも現象の背後に潜む物理の解明には至っていない。本研究は, このような状況において, 複雑な問題に接近するのにより所となるような, 基礎的な単一圧縮性せん断層の大規模構造を説明する物理モデルの必要性を感じて行ったものであり, 二次元圧縮性せん断層の最も不安定な線形じょう乱波の時間的发展を数値シミュレーションした結果に対して物理的な解釈を与えた。

記 号

 c_i : じょう乱波複素速度虚部

* 平成4年12月8日 第30回燃焼シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成5年3月1日。

^{*1} 正員, 山形大学工学部(〒992 米沢市城南4-3-16)。

^{*2} 山形大学大学院。

- c_r : じょう乱波の位相速度
 $\mathbf{e}_z$: 幅方向の基底ベクトル
 k : じょう乱波の波数
 l : 渦の長さ
 M : 対向自由流のマッハ数
 m : 見掛けの体積わき出し吸込み分布
 t : 時間
 $U(y)$: せん断層の速度段差の半値で規格化した基礎流の速度分布
 u : x 方向速度成分
 u' : じょう乱速度の x 方向成分
 $\mathbf{v}$: 速度ベクトル(u, v)
 v : y 方向速度成分
 x : 自由流に平行な座標
 y : 自由流に垂直な座標
 y_k : 臨界層位置
 γ : 比熱比
 δ : 渦の厚み
 ρ : 密度
 σ_n : 主流方向乱れ強度
 σ_v : 横断方向乱れ強度
 ϕ : ポテンシャル
 ψ : 流れ関数
 Ω : 非じょう乱渦度
 ω : 渦度
 ω' : じょう乱渦度
 $\langle \rangle$: 1 波長にわたる平均値

2. 初期微小じょう乱波

最も単純化されたせん断層流れの線形安定性解析が, Blumen ら⁽⁶⁾ によって行われている。解析では非粘性非伝導流体を仮定し, 熱力学的に一樣な双曲正接形速度分布 $U(y)$ をもつ基礎流れに対して, 時間的に発展する二次元じょう乱波が取扱われている。図 1 に結果を引用する。長さとはせん断層厚みとせん断層速度段差の半値を用いて無次元化されている(同じ無次元化を本稿を通して採用する)。 M は二つの平行自由流の平均速度で移動する座標系から見たときの対向自由流の速さを非じょう乱流の音速で割って作ったマッハ数, k は主流方向(x 方向)に周期的なじょう乱波の波数である。 c_r はじょう乱波の位相速度で, kc_i は不安定波の振幅の指数部の時間的増幅率を表す。じょう乱波に乗って観察したときの対向自由流のマッハ数 $M_1 = M(1 - c_r)$ あるいは $M_2 = M(1 + c_r)$ が 1 を超えるか否かに従って, 超音速モードと亜音速モードとに分類される。 c_r の等値線図は $M > 1$ でじょう乱波が

伝ば性を帯び, 超音速モードに移ることを示している。この場合, 一方の自由流の相対マッハ数が 1 に近いある値より大きければ, 他方は亜音速になることがわかる。 c_i の等値線図より, 超音速モードの不安定性は亜音速モードに比べて大幅に抑えられ, 低波数域に限られることが知れる。

図 1(a) の太実線は, 各マッハ数において増幅率 kc_i の極大値を与える不安定波の波数を連ねた曲線を表す。本研究では, この曲線上のいくつかの点を取り上げて, 非じょう乱流に線形不安定解を重ね合わせたものを初期状態として, その後の非線形的な流れの発展をオイラーの方程式を数値的に解いて追跡した。非圧縮性状態 $M=0$ から M を増大していったときの最も不安定なじょう乱波の固有関数形の変化は, 特に流れ方向のじょう乱速度成分 u' において顕著に見られる。その特徴は, 極大点のピークが鋭くなることである。これは, マッハ数の増大に伴って c_i の取りうる値が小さくなるために, $|U - c|$ の値が零に近づき, 非圧縮性流体でなじみ深い臨界層⁽⁹⁾ と似た状態が実現されるようになるからである。実際, じょう乱流の x 方向速度成分 u' は, $U - c_r = 0$ となる位置 $y = y_k$ の近傍で $u' \sim \ln[y - y_k - ic_i/dU/dy(y_k)]$ となり, $c_i \rightarrow 0$ で u' は特異な挙動を示すようになる。このように増幅率は小さいが, 局所的に大きな渦度をもつ超音速モードでは, “疑似”臨界層のじょう乱渦度を核にして非線形的に発展し, 亜音速モードと異なった大規模渦を作る可能性がある(3 章の数値計算で実証される)。この点に関連してここで次の事柄に注意しておく必要がある。亜音速モードの臨界層では, c_r が零に固定されて

(a) c_i の等値線

(b) c_r の等値線

図 1 Blumen らの線形不安定波解

いるために $d^2U/dy^2(y_k=0)=0$ となって、実際上は特異性が回避されているのに対して、超音速モードでは一般に $d^2U/dy^2(y_k)$ が零にならないことである。

3. 非線形的発展

線形安定性理論は、乱れの消長しか記述しない。非線形的に発展した圧縮性せん断層の渦構造がわからないと、実際の流れとの対応付けは困難である。この章では前述の数値計算結果に基づいて、圧縮性の効果を調べた結果について記す。

計算結果の物理を読むには、速度を

$$\mathbf{v} = \nabla\phi + \nabla \times (\phi \mathbf{e}_z) \dots\dots\dots (1)$$

と分割して考えるのがよい。ポアソン方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla^2 \phi = -D \ln \rho / Dt \equiv m \dots\dots\dots (2)$$

$$\omega = \mathbf{e}_z \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) = -\nabla^2 \phi \dots\dots\dots (3)$$

より、式(1)の右辺の第1項は体積わき出し m 、第2項は渦度 ω の効果を表すことがわかる。考えている非粘性流では、 ω は

$$\partial\omega/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \omega = -m\omega - \mathbf{e}_z \cdot (\nabla \rho^{-1} \times \nabla p) \dots\dots (4)$$

に従う。圧縮性は速度の発散(2)に代表されるので、これに着目すると物理が読みやすい。また、渦度の寄与については、先に著者らが提案しただ円渦モデル⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾の知見が適用できる。

ル⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾の知見が適用できる。

3.1 亜音速モード 亜音速モード解を初期値に取って計算した結果から述べる。この場合には $c_r=0$ であるから、非線形的発展途上で新たな不安定性が現れない限り、流れ場は常に原点に関して点対称になる。

$M=0.2$ の場合の計算を行った。不安定波に起因する渦層の巻上げによる渦度の集中化過程は非圧縮の場合と同様であり、最終的に円形に近い渦が形成されるのを確認した。

2段階 Lax-Wendroff 法で計算した $M=0.8$ の場合の結果を図2に示す($t=0.0, 13.44, 17.28$ の図、その下の二つの図は TVD による)。渦度の集中化過程における見掛けのわき出し吸込み分布 m の形成は、その誘起速度によって、主流方向の流れを加速し、横断方向の速度を減ずるから、渦核は主流方向に伸長されてだ円形になる。渦度分布の変化は速度場を変え、見掛けのわき出し吸込み分布を変える。これがまた渦度分布の変化を引き起こす繰返しの過程を経て、最終的に振動的な平衡状態に達する。

先に著者ら⁽¹¹⁾によって、だ円渦は遠方場に渦4極子の効果を生み、渦対過程で対渦の4極子が互いに引

図2 $M=0.8$ の不安定波の非線形的発展

き合う配向にくると合体が起きることが示されている。今回の計算では、渦対過程の模擬は行わなかったが、容易に次の事柄が予測される。見掛けのわき出し吸込み分布は渦4極子の効果を打ち消すように作用し、かつ、伸長によって渦の自己回転速度は減少するから、マッハ数が上がると、渦対の形成ならびに合体(乱流せん断層の混合能力を高め持続させる機構)は期待できなくなる。

対向流のマッハ数 M が上がると、わき出しや吸込みの強度が高まり、伸長された円渦の厚みはますます薄くなる。簡単のため、長さ l 、厚み δ のレンズ形の渦を仮定し、腹部での力の釣合いを考えると、 $\delta/l < (2\gamma M^2 - 1)^{-1/2}$ なる関係式を得る。すなわち、円渦の伸長度はおおよそ M に比例して増大し、大きなマッハ数では渦核の大部分において一方向的な流れが実現され、流線の曲がりには端の限られた部分でのみ起きることになる。曲率半径の小さな回転が起きるためには、大きな圧力こう配が必要であり、これはよどみ点の圧力上昇ないしは衝撃波の形成によって可能になる。実際、数値計算結果は、この描像を裏付けるものであり、伸長渦核中央部の等圧力線は縦に平行な線になっている、渦核を横断して圧力がほぼ一定に保たれていることを示している。

自由流に接した渦領域境界の流体は、渦核の循環によって速度を増し、さらに見掛けのわき出し吸込み分布によって加速される。このため、 M が 0.6 より大きくなると、超音速領域が現れるようになる(図2の局所相対マッハ数の等値線図で影を付けた部分)。渦の発達に伴って、衝突する流体の速度が上がると、よどみ点圧力が上昇し、ピストン効果を生み、上流の超音速部に衝撃波を形成する。過去の同様な数値計算から知られているように、衝撃波は、 $M \sim 0.7$ で渦の頂点にでき、 M の増大とともに位置を下流に移して、その長さを増していく。

2段階 Lax-Wendroff 法では、衝撃波の形成を満足に計算できなかった。 $M=0.8$ に対して別に TVD 法を用いて計算した結果によれば、衝撃波が確立される前の流れは2段階 Lax-Wendroff 法によるものと同じになり、衝撃波の存在によって上記の諸特性に変更を受けないことが確かめられた。衝撃波確立後の渦の変化を追うと、渦の成長はそれ以前にほぼ飽和しており、円渦の長軸が1回転するようなことは起きず、主流方向の周りに振動する平衡状態に入ることがわかった。この円渦の配向の振動に伴って、衝撃波も強度を変えながら位置を前後に移動する。

本数値計算で、Papamoschou⁽⁴⁾ が風洞実験で見い

だした $M < 1$ での位相速度をもった大規模構造の存在を裏付ける結果は得られなかった。計算途中で若干の摂動を加えても、流れの原点对称性が大きく崩れることはなかったからである。Blumen の線形解によれば、 $M > 1$ でなければ位相速度は現れないから、Papamoschou の結果を説明するには、本モデルで無視している三次元性、初期熱力学変数の非一様性、散逸の効果などが可能性として挙げられるが、このうち、熱力学変数の非一様性以外は原因になりえそうにない。また、線形解は等エントロピー式を用いて求められているので、位相速度の出現には必ずしも衝撃波の存在を要件としない。結局、Papamoschou の実験結果は、単一せん断層固有の特性というよりも、熱力学変数の非一様性ないしはチャンネル壁面との干渉の影響など、実験条件に関連して観測されたものと思われる。

3・2 起音速モード c_r が零でないため、流れ場の対称性はもはや保証されない。過去の数値計算では、初期じょう乱分布に非圧縮性流体の解が流用されることがあった⁽¹²⁾。これは、上で見たように、点対称な流れ場しか導かないので、超音速流れの不安定性を調べるには妥当な方法とはいえない。

$M=1.2$ の計算結果を図3に示す。じょう乱波の増幅率 kc_i が小さいので、渦層に目立った変化が現れるのに長い時間を要する。計算例では無次元時間 $t=27$ に至ってようやく渦層に蛇行が見て取れるようになっている。非線形的な発展を経て形成される渦の構造は、元のせん断層の厚みとほぼ同じ厚みをもった流線形の渦であり、頭部に強い渦度の集中が見られる($t=42$)。この渦の形成過程は、次のように考えれば理解できる(図4)。初期じょう乱渦度 $\omega'(x, y)$ (x 方向に正弦的に変化する)がもともと存在するせん断層の渦度 $\Omega(y) = dU/dy$ と同じ符号をもつ部分を原渦核と呼び、原渦核に乗って現象を観察することにする。原渦核の循環はビオ・サバールの法則によって周囲に周速度を誘導し、これによって渦度 Ω が流されて原渦核の周りに巻き上げられる。位相速度 c_r が零の場合には、この巻き上げ過程は原渦核の中心に関して点対称に起きる[図4(a)]が、今は、原渦核の中心が x 軸からずれた疑似臨界層位置 y_k にあり、位相速度 c_r をもつから、元のせん断層の渦度 Ω には逆向きの一様速度($-c_r$)が加わる。すなわち、誘導速度と逆位相速度の和の速度成分をもって元の渦度は移動することになるので、ロールアップの様子は図4(b)のようになり、前方の渦の巻き込みは強められるのに対して後方は巻き込みを解かれる形になる。速度の合成ベクトルから知れるように、

図 3 $M=1.2$ の不安定波の非線形的発展

図 4 流線形渦の形成過程

この渦度の運動において上下方向の速度は、 $c_r = 0$ の場合に比べて抑制され、渦の厚みの成長は期待できなくなる。以上が、超音速モードの不安定波から渦度の巻上げによって細長い流線形の渦が非線形的に作られる機構である。

流線形渦の頭部は、背後のせん断層渦度 Ω を巻き込んで発達しながら前進する。原渦核より発達した頭部は、流線形渦の核心をなし、その存在によって渦のアイデンティティが保たれているといえる。この意味で、頭部の移動を流線形渦の伝ばと呼ぶことにすれば、伝ば機構は、式(4)の渦度方程式に基づいて以下のように説明できる。圧力と密度の等値線が似た形状になることからわかるように、式(4)の右辺のパロクリニック効果は微小である。したがって、 $D\omega/Dt = -m\omega$ を考えればよい。前に述べたように、渦度が集中化して渦が形成されると、渦によって誘起された流れによって密度が変化するので、式(2)に従って m が生み出される。上式によれば、流体粒子がよどみ点の高圧部に近づく箇所(下流側渦境界)では、吸込みが作られ渦度が増大するのに対して、加速部分(上流側渦境界)では、わき出しが現れ渦度が減少する。これは、亜音速モード渦の伸長機構を説明するものであったが、渦中心が $y > 0$ に偏在した流線形渦についていえば、主流

方向に流線形渦が伝ばする機構をも説明する。実際、流線形渦の前縁部には吸込みが作られるので、直前に渦と同じ符号をもった渦度が生成されて、前縁の位置が前に進む。他方、後頭部ではわき出しが作られて渦度が消滅する。これにより頭部は前進し、それに伴ってよどみ点位置も前進する。以上は、頭部を中心とした渦上部の渦度分布の伝ば性を説明するものであるが、まだ下部が残っている。しかし、頭部に乗って観察すれば図4のモデルに帰着するから、流線形渦下部の渦度は単に下流に流されるだけであることがわかる。また、尾部では頭部に比べて渦度の値が小さいので、わき出し吸込みの影響もあまり受けない。すなわち、目立った渦の輪郭の変化は頭部に限られ、流線形渦が全体として一方向に伝ばしているように見えることになる。ちなみに、亜音速モードの伸長渦を分極化して、原点对称点に中心を置く二つの渦の集合としてとらえれば、上下の渦は半波長で千鳥形に並ぶまでそれぞれ逆向きに伝ばしようとするであろう。これは伝ば性に着目した亜音速モード渦の伸長の別表現であり、超音速モード渦への移行は、分極化した二つの渦において一方が取り去られることによって達成され、対向して伝ばする渦をもたないのでよどみ点も移動できる。

図3の最後の4時刻における瞬間流線の概形を図5に示す。図5は見やすくするため、縦に5倍拡大してある。尾部に新たな渦ができる前の時刻 $t=42.24$ の流線を見ると、閉流線領域の境界は下部自由流側に突き出た恰好になっている。図3で見たように、渦核は上部自由流側に偏在しており、下部自由流側の境界は上

部自由流側の境界に比べて直線的になっているので、渦度領域と閉流線領域の境界は下部自由流側で一致していない。似た流線図は、例えば、非圧縮性流体に対する Stuart の渦列解⁽¹³⁾ に一様流を重ね合わせても得られるから、この食違いが位相速度の存在によって生じているのだとわかる。また、よどみ点を通過する流線が直交していないのは、前後の渦核をつなぐひも状の渦度分布がよどみ点部を貫いているためである。このブレードの渦度のために、流線形渦頭部の循環によって旋回する流体の流線は、ブレード部でいったん前方へ引かれる形になっている。しかし、これが、よどみ点近くの流体粒子の運動の軌跡をそのまま表すものでないことはいうまでもない。後に見るように、よどみ点近くで前向き速度をもって動いている流体粒子は、前方にある渦の尾部から移ってきた流体粒子であり、頭部の循環によって旋回する流体粒子はそのまま旋回し続けようとする。

図5には瞬間流線図より読取った渦中心とよどみ点の x 座標の時間的変化も示してある。渦中心は、線形解の位相速度 $c_r=0.24$ で移動しているのがわかる。よどみ点も、始めは同じ位相速度で移動するが、渦が発達して上部自由流側に超音速領域が現れ衝撃波が形成されたと、急激に移動速度を減ずる。この結果、渦中心は前方のよどみ点に近づき、背後に新たに小さな渦を作り出している。流線形渦尾部の流れは、亜音速で元のせん断層流れに似ているから、長さが増すと不安定性が現れて細分化されていくのであろう。図5のグラフは、その先、上下自由流の相対マッハ数がともに超音速になる状態(したがって $c_r \rightarrow 0$)に移っていく

図5 瞬間流線と渦中心およびよどみ点の移動

のを暗示しているが、この確認は行っていない。

流体粒子の運動を追跡することによって、その流体粒子に作用する力(圧力こう配)の向きと大きさを推定できる。このことを利用して、超音速モード渦での衝撃波の形成過程について考える。図6には、初期時刻に1波長を5分割した位置にある流体粒子の流跡線を描いてある。それを見ると、渦層上部の流体は上下方向に鋭く変位して下部流体をたたいているように見えるのに対して、下部の流体はおもに前後方向に向きを変えている違いが目につく。この挙動は、下部自由流側の衝撃波の形成に関連して、次のように説明される。図4(b)に示した流線形渦の構造は、大きな循環をもった頭部とそれにつながる特異な渦層状の尾部から成ると考えることができる。頭部の循環によって、上方の流体は時計回りに旋回して下方に移されようとする。一方、尾部の流れは一方向的で渦層に沿って直進しようとする。この結果、頭部の上から回ってきた流体と尾部に沿って流れてきた流体が衝突する形になり、衝突部に圧力を発生する。流線形渦の成長に伴って頭部の循環は大きくなり、逆に尾部の循環は小さくなるから、時間とともに衝突圧は大きくなり、尾部に沿って超音速で流れてくる流体を押して、上流に衝撃波を形成する。渦の伝ば性によって渦中心は前進しているから、下方に旋回した流体粒子は、最下位点に達した後は急激に上方に軌跡を曲げることになる。他方、尾部の流体粒子についていえば、特異渦層内に位置していたものは下から上に移ることができるが、もともとこの流れは一方向的であるから、上下方向に大きく

変位することではなく、流れの向きだけを変えることになる。しかし、渦層から下に離れた位置にある流体粒子は、頭部の循環によって上から回ってきた流体と衝突して、直進状態から下方向に大きく軌跡を曲げられることになる。

4. 総括的特性量のマッハ数依存性

4.1 平均速度分布とせん断層厚みの成長速度

1波長にわたって平均した主流方向速度成分は、瞬間せん断層厚みで規格化した横断座標を用いて表せば1本の双曲正接曲線に乗り、相似形になっているのが確かめられた。また、各瞬間での平均渦度分布から読取った渦層厚みの時間的发展は、他者の結果と大差なく、圧縮性による成長速度の減少を示すものであった。

4.2 乱れ強度 乱れ強度の計算結果を図7に示す。図7には、3章で取り上げた $M=0.2, 0.8, 1.2$ に0.6を追加した四つの場合に対して、流れ方向乱れ強度 $\sigma_u = \sqrt{\langle (u - \langle u \rangle)^2 \rangle}$ 、横断方向乱れ強度 $\sigma_v = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ 、規格化したレイノルズ応力 $\langle (u - \langle u \rangle)v \rangle$ および非等方性指標 σ_u/σ_v の分布の時間平均値が描いてある。時間平均値を取ったのは図を節約して簡潔に表示するためであり、最終時刻の分布と比べて最大値に差が生ずるものの、分布形状に基本的な違いはない。図7は、各量の最大値について見ると、主流方向乱れ強度がマッハ数によってあまり変化しないのに対して、横断方向乱れ強度とレイノルズ応力の大きさはマッハ数の減少関数になっており、マッハ数の増大に伴って異方性が

図6 流跡線図

図 7 乱れ強度分布のマッハ数依存性

増すことを示している。これらの結果を Goebel-Dutton の実験結果⁽³⁾と比較すると、実験では背景の乱流に消されて組織的構造が確認されていないにもかかわらず、特性の一致は極めて良好であるといえる。

平均流からの速度差は旋回流部において顕著である。図 7 の乱れ強度特性は、この点に注意して以下のように説明できる。簡単のため円形の伸長渦を考え、長軸が x 軸に一致しているとする。これは平衡状態に近い状態にある渦を考えることに対応する。この場合、 x 軸上で $\langle u \rangle = u = 0$ であるから、 σ_u が x 軸に関して対称な双子山の分布を取ることは明らかである。実際には、渦の発達段階において伸長渦の長軸が x 軸と角度をなすから、このときには渦中央部の一方向的な流れの成分が強く効いてきて、 x 軸上で σ_u が最大値を取ることもある。旋回流部内の流れは、基本的には非圧縮の場合の円形渦のものと同じであり、周速度が回転中心からの距離に比例して対向自由流速度まで増大する剛体回転的な流れである。したがって、対向自由流速度で無次元化した速度はマッハ数に依存しない。この事情は、渦中央部の単純せん断的な流れに対しても同じである。これが、 σ_u の最大値がマッハ数の影響をあまり受けない理由である。しかし、横断方向の速度成分に関しては話が変わる。 x 軸に平行な一方向流れの領域からの寄与はないから、主たる寄与は旋回流部に限られる。マッハ数の増大に伴って渦の厚み、したがって旋回流部の直径が小さくなるので、渦全体の中で旋回流部が占める割合は小さくなる。これは、1 波

長にわたる平均化に際して、旋回流部の寄与が薄められることを意味し、マッハ数の増大に伴って σ_v の最大値が減少する理由を説明する。

5. おわりに

圧縮性せん断層の不安定波の非線形的発展を数値的に追跡し、その結果を基に大規模構造の物理像を解明し、乱流特性との関連性を明らかにした。本研究で得られたおもな知見は次のとおりである。

(1) 超音速モード渦の構造 線形増幅率の低下に伴って現れる疑似臨界層の特異な渦度分布を親元として形成される。じょう乱波の位相速度の存在により、せん断層の渦度の巻上げは原点对称に起こらず、できあがる渦の形は頭部に渦度が集中し、層流せん断層的な流れの尾部をもった流線形になる。渦の厚みは元のせん断層の厚みとほぼ同じである。

(2) 線形じょう乱波位相速度の保存性 線形じょう乱波の位相速度は、非線形的発展段階に至っても保存される。本研究で対象にした時間的に発展する二次元せん断層では、亜音速モードから発展した大規模構造は原点对称になり、超音速モード渦の渦中心とよどみ点は線形解と同じ値の位相速度で移動する。

(3) 渦に対する圧縮性の効果 渦周りの流れでの流体粒子密度の時間的変化に対応して、上下流側にそれぞれ見掛けのわき出し吸込み分布が作られる。その誘起速度は、主流方向の流れを加速し、横断方向の速度を減じ、亜音速モードの渦をだ円形に伸長し、超

音速モードの流線形渦に伝ば性をもたらす。また、同分布は伸長渦を特性付ける渦4極子の効果を相殺するように働くので、渦の自己回転速度の減少と相まって、渦対の形成ならびに合体を困難にする。

(4) 衝撃波の形成過程 衝撃波の形成には下流から押す圧力が生み出されなければならない。この“ピストン圧”は、渦度の集中化過程において、循環の誘起速度によって加速された渦境界の流れが、よどみ点で衝突することによってもたらされる。

本研究は文部省科学研究費重点領域研究「衝撃波」の補助を受けて行われた。また、TVDによる数値計算では名古屋大学大学院生 菱田学氏の協力を得た。記して謝意を表する。

文 献

(1) Chinzei, N.,ほか4名, *Phys. Fluids*, **29**(1986), 1345.

- (2) Papamoschou, D. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **197** (1988), 453.
- (3) Goebel, S. G. and Dutton, J. C., *AIAA J.*, **29**(1991), 538.
- (4) Papamoschou, D., *AIAA J.*, **29**(1991), 680.
- (5) Clemens, N. T. and Mungal, M. G., *AIAA J.*, **30**(1992) 973.
- (6) Blumen, W.,ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **71**(1975), 305.
- (7) Sandham, N. D. and Reynolds, W. C., *AIAA J.*, **28** (1990), 618.
- (8) Sandham, N. D. and Reynolds, W. C., *J. Fluid Mech.*, **224**(1991), 133.
- (9) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, (1979), 737, McGraw-Hill, New York.
- (10) Umemura, A., *Proceeding 24th Symposium (International) on Combustion*, (1992), 413, The Combustion Institute, Pittsburgh.
- (11) 梅村・可知, 機論, **59**-558, B(1993), 319.
- (12) Lu, P. J. and Wu, K. C., *AIAA J.*, **30**(1992), 939.
- (13) Stuart, J. T., *J. Fluid Mech.*, **29**(1967), 417.