

超音速後流からの音波発生機構について

滝口貴, 前川博, 渡辺大輔, 松尾裕一
 広島大学大学院, JAXA

Acoustic wave radiation in a supersonic wake

by

Takashi Takiguchi, Hiroshi Maekawa, Daisuke Watanabe and Yuichi Matsuo

ABSTRACT

A direct numerical simulation of a supersonic wake undergoing transition to turbulence has been performed. The compressible Navier-Stokes are solved to study the acoustic generation mechanism for a Mach 2 wake. High-order upwind-biased compact schemes are used for spatial derivatives and a 4th-order Runge-Kutta scheme for time advancement. Navier-Stokes characteristic boundary conditions are employed in the vertical direction and periodic boundary conditions in the streamwise and spanwise directions for a time-developing DNS. The laminar wake was forced with a combination of the 2-D most unstable mode and a pair of oblique subharmonic unstable modes, which were obtained from linear stability theory for the viscous compressible equations. Forcing with a pair of oblique subharmonic modes yields streamwise/vertical counter rotating vortices in the saddle region of the plane wake. As streamwise/vertical counter rotating vortices evolve outside, their self-induction causes inclined braidlike structures to form in the wake, which are similar to the observations in the experimental supersonic flat plate wake transition. Acoustic waves of the plane wake are generated when two-dimensional rollup structures appear and rotate in a coherent fashion in the wake. 3-D elliptical structures play an important role for sound generation in the plane wake.

1. はじめに

2005年10月にJAXAの無推力超音速実験機NEXST-1がマッハ数2の単独飛行と一連の計測飛行が成功裏に終わったことは超音速機開発の重要なステップとなった。次世代超音速輸送機に関する重要要素技術の研究が継続的に行われている。その中でVSPプログラムにおける静かな超音速機の研究は、QSPプログラムの低ソニックブーム技術、離着陸時低騒音化技術とともに、超音速輸送機におけるあらゆる騒音源を検証し、すべての面で騒音値の低下をはかり、トータルとしての超音速輸送機の高品質化につながるものとして期待される。低騒音化技術の中で進展が遅い超音速乱流や遷移などにかかわる騒音の低減技術に対して航空宇宙数値シミュレーションの高精度化によるブレークスルーが期待されている。

静粛超音速輸送機の開発においてはエンジンからの騒音の低減は特に重要であり、SJAC, JADCを中心として様々な取り組みがなされている。超音速ジェットからの音響問題として基礎研究が積み重ねられてきており、亜音速ジェットと異なる騒音発生機構が調べられてきている。その結果、衝撃波に関連した騒音のみならず、マッハ波と呼ばれる高マッハ数ジェットにおける高せん断層（高レイノルズ数とも言われる）からの音響場の形成機構が明らかにされてきている。一方、後流は騒音のみならず翼後流の発達の仕事によって振動を誘起したりするため、後流の構造発達と音響場の関係が明らかにされることが期待されてきた。しかしながら、上述のジェットや超音速燃焼における重要な流れである圧縮性混合層と比較して、超音速自由せん断流の基礎的流れの一つである後流にかんする基礎的研究は従来非常に少なく、初期構造発達におけるマッハ数の影響が90年代前半に調べられ部分的にわかっているのみであり、注目度が一般に低いためその基礎研究も十分進んでいない状況である。また、最近著者らの研究において、渦構造と音響場の関係[1]の一部が明らかにされた。圧縮性後流は主流マッハ数が大きいほど線形不安定攪乱波の成長率は小さくなり、主流マッハ数2では非圧縮性後流に比べて顕著に成長率が下がる。90年代におけるDNSにおいては比較的低レイノルズ数の結果であり、粘性の影響が強い渦構造が示されていた。一方、高いレイノルズ数においては圧縮性後流の渦構造は渦度の鋭い勾配（渦度ジャンプ）をもってることが特徴であり、その構造のダイナミクスによって密

度・圧力場が攪乱を受けることが想像され、混合層のように渦の合体による音波発生機構と異なる後流固有の機構が解明されることが必要である。

近年、CFD技術のいっそうの進展に伴い、航空宇宙数値シミュレーション技術(CFD)もLESやDNSの高解像度性に関する長所を取り入れる時代に入っていると考えられる。本研究では、DNSの高解像度性(一定程度のロバスト性を含む)を使って音響のような微弱現象の高精度な再現に基づく音波発生機構の解明とその工学的対応を示す。一般に複雑な形状をもつ物体を取り扱うことが可能になる差分法を基本としてその高解像度性(高波数まで微分係数が正確)を用いて解析を行う必要がある。有限差分法においては、コンパクト差分ステンスルをもつコンパクト・スキームがある。本研究では、9次や5次精度のコンパクト・スキーム[2]を基本として用いた。5次精度コンパクト・スキームの有効波数はLeleの提案した対称6次精度コンパクト・スキームと同等以上や上回る。渦度や密度ジャンプがある構造を高解像にとらえようとすると、中心差分系では分散誤差の蓄積が構造を汚染し、陽の風上差分では散逸誤差が構造を汚染するため、グリッド点数の解像性に注意しながら流れ場をコンパクト・スキームを用いることによって汚染を極力減らすことができる。これはSGS項を付加しフィルターを用いるLESにおいては特にスキームによる影響を極力減らすことができる手法として期待される。

2. 解法

基礎方程式は非定常圧縮性ナビエ・ストークスである。シミュレーション手法は時間発展問題(グリッドをある程度十分にとることができる長所がある)と実験をより模擬しやすい空間発展問題で2つの方法を用いた。ただし、本原稿では空間発展問題の結果は2次元結果のみである。近いうちに3次元結果を発表したい。

時間発展問題の解法を簡単に記述する。初期条件に層流解とその分布に対応する線形不安定な攪乱を導入する。線形安定性理論からKelvin-Helmholtz不安定な2次元不安定波と主流に対して斜めに伝播する3次元不安定波の中から低長波モードを選択した。これは、後流は2次元低長波により混合層のように渦の合体が起こることはなく、構造の3次元化が優勢であることが非圧縮性後流の実験で調べられているためである。また、非常に少ない実験の中で、Clemmes & Smith(1998)の可視化観察[3]において、風洞壁が

乱流境界層でありノイズが影響するときはカルマン渦列の渦内部は3次元化しており、カルマン渦列とともに規則的ブレイド構造があることを示している。したがって、本研究においては、最も不安定な2次元モードの波数を α とすると、時間発展問題の流れ方向計算領域 L_1 を

$$L_1 = 2 \times 2\pi / \alpha \tag{1}$$

とし、2次元波が2波長入る。また、低長波モードの波数を $(\alpha/2, \pm\beta/2)$ とすると、スパン方向計算領域 L_3 は

$$L_3 = 2 \times 2\pi / \beta \tag{2}$$

であり、低長波攪乱が1波長入る大きさとした。ただし、波数 β は流れ方向と 45° 傾いているように低波長攪乱を選択し、一対の攪乱 $(\alpha/2, \pm\beta/2)$ を初期条件に導入した。

2次元波および3次元波の振幅を主流速度に対して1%および0.5%とした。一方、これらに垂直方向(y)は特性波解析に基づく境界条件を用い、半値半幅の20倍の長さをy方向上下にとった。すなわち、y方向計算領域は

$$-20\delta < y < 20\delta \tag{3}$$

である。グリッド点数は $150 \times 301 \times 150$ である。

一方、2次元空間発展シミュレーションにおいては、流れ方向(x)を半値半幅の425倍としy方向は時間発展シミュレーションの2倍の大きさである。計算グリッド点数は 960×101 である。空間発展シミュレーションの場合は、時間発展シミュレーションと同様に、y方向には後流中心にグリッドを集めた不等間隔グリッドを用いた。空間発展シミュレーションでは入り口に定常解と2次元不安定攪乱を与え、出口はy方向と同様に特性波解析を基礎とした境界条件を用いた。

3. 結果および考察

3.1 超音速後流の構造の発達

主流マッハ数2、半値半幅を基礎としたレイノルズ数を $Re=1000$ とした時間発展シミュレーションの渦構造をFig. 1に示す。構造の可視化に速度勾配テンソルn第二不変量

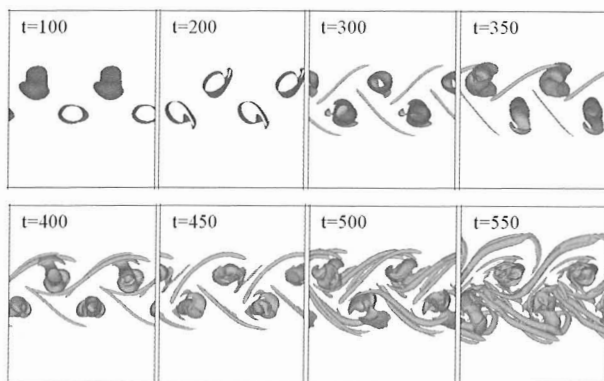


Fig. 1: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; sideview.

Q を用いた。カルマン渦列が形成された後に主渦間に縦渦が形成されていることがわかる。また、注意してみるとわかるように、上下非対称な発達を示している。これは導入した低波長モードの性質のためである。また、時刻 $t=100$ で、主渦は曲がっていることがわかり回転しながら変形発展している様子が見られる。時刻 $t=300$ 以降では主渦が大きく曲がり内部が3次元化していることがわかる。

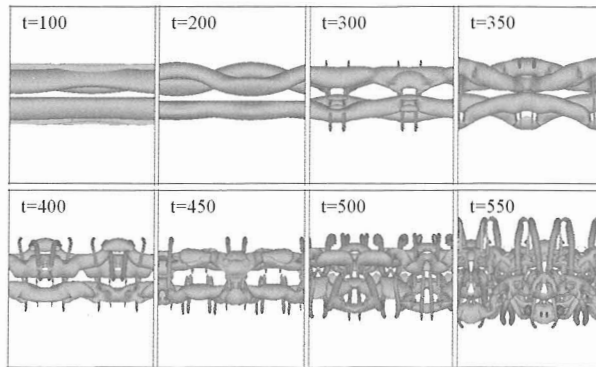


Fig. 2: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; endview.

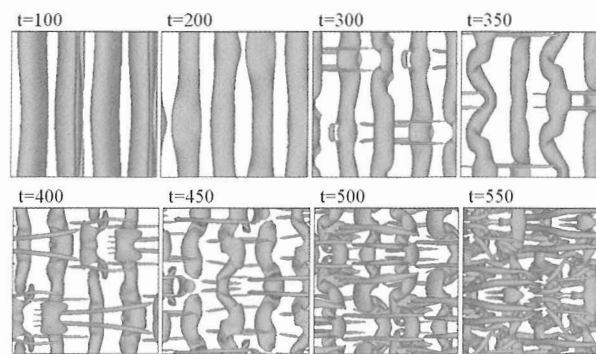


Fig. 3: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; topview.

一方、Fig.2におけるendviewからは縦渦（ブレイド構造）が明らかである。ブレイド構造は上下非対称であり、時刻 $t=550$ において上面では大きなブレイド構造が発達している。また、Fig.3に示すように、上面図からは主渦ローラー構造の崩壊が時刻 $t=400$ 以降明らかになる。このような3次元化は、Rogers&Moserが非圧縮性混合層において示したようにモードエネルギーの変化と後流の場合もよく対応している。Fig.4はモードエネルギーの時間発展を示す。2次元Kelvin-Helmholtzモードのエネルギーが線形安定性理論の予測どおりに線形成長を行った後一旦飽和する。その間、低調波のエネルギーは上昇するが、飽和した2次元モードのエネルギーの大きさと比べると非常に小さく、 $t=500$ にいたっても10%以下である。

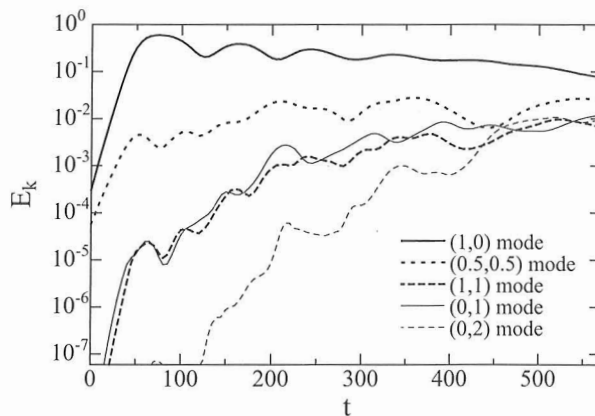


Fig.4 Time development of modal energies for the fundamental, oblique subharmonic and spanwise harmonics modes.

3次元モードのエネルギーが非常に小さいにもかかわらず Figs.1,2,3 に見られるように、構造の3次元化は顕著であることがわかる。ローラー渦の3次元化と同様にブレード構造における対の縦渦が遷移構造の発達の中心的存在である。超音速後流における観察は少ないが、Clemens&Smith が可視化して示した構造はこのような対渦によって構成されていたと想像される。対渦はお互いの距離が近づいて発達することによって、lift-up effect と呼ばれる渦同士の相互誘起速度により後流構造がより外側に拡大する働きをもっている。一方、ローラー渦は曲がり、その曲率に起因する自己誘起速度によってスパン方向の変形が著しくなる。

3.2 超音速後流における音響場の観察

後流構造の発達に関連した音響場の観察結果を示そう。まず、圧力場を構造の発達に伴う時系列的変化の様子を Fig.5 に示す。図においては、渦構造内部の圧力の絶対値は大きいので、内部の分布を示さず(図中の白抜き部分)、渦構造の外側の微小な圧力変動のみを示す。上下面においては変動の様子が少し異なることがわかる。時刻 t=80 においては渦構造がロールアップの段階であり、楕円形の渦の長軸が垂直になる状態である。時刻 t=75 から t=85 を連続的に観察すると、ローラー構造に起因した、構造間の圧力変動がローラー構造の回転に伴って、外側に圧力変動が伝播していることがわかる。そして、時刻 t=80, t=85 の微小圧力分布を観察すると、形成された変動場はほとんどそのままの分布で外側に伝播して計算領域を出て行く様子が見られる。後に示すが、この伝播速度は音速である。さらに、圧力分布に膨張項を重ねてみると、この微小圧力変動の伝播の前方は圧縮側であり、後方は膨張側に対応している。そして、t=80, t=85 の図において、そのまま外側に伝播していることを示している。上下面で圧縮側および膨張側の流れ方向分布が渦構造の相対的位置によって影響されていることがわかる。Fig.6 と Fig.7 の比較によって、上下面の圧縮側・膨張側の境界線は微小圧力等高線の極値を通過しており“歯型”のようになっていることがわかる。

一方、ローラー渦の長軸が水平状態の時間近辺を観察する。このとき、時刻は t=125 付近であり、Fig.3 の構造図よりローラー構造が曲がっている状態である。圧力変動は3次元的であり、一つの断面だけで様子が決まるわけではないが、楕円形をしたローラー渦の回転が圧力場に影響を与えていることに変わりはない。Fig.8 は t=125 付近の構造を示す。

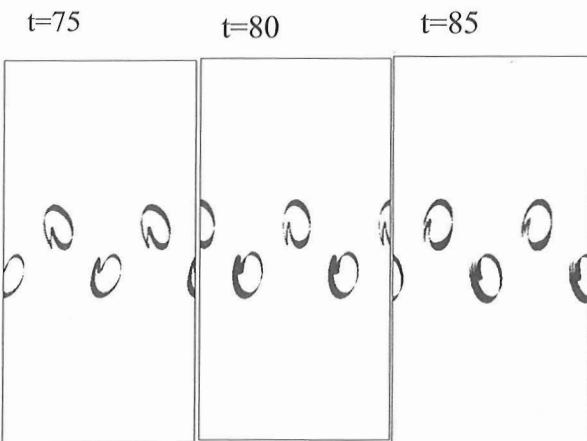


Fig.5:Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure at t=75, 80 and 85.

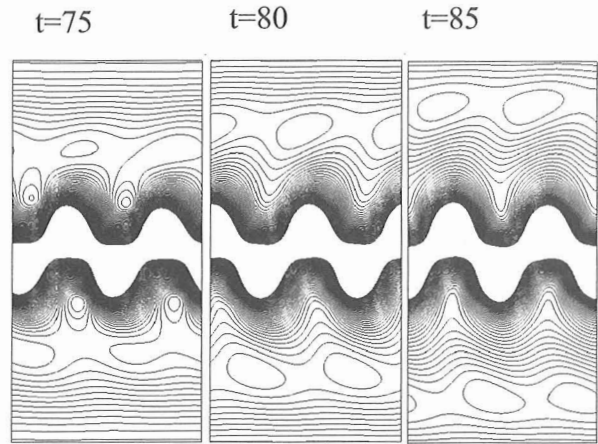


Fig.6:Time development of pressure field at t=75,80 and 85. The contour increments are 0.0005

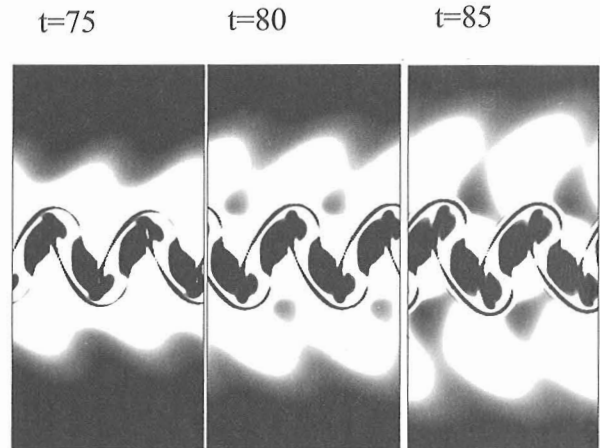


Fig.7:Time development of dilatation field at t=75,80 and 85. White & black regions indicate positive and negative divu, respectively.

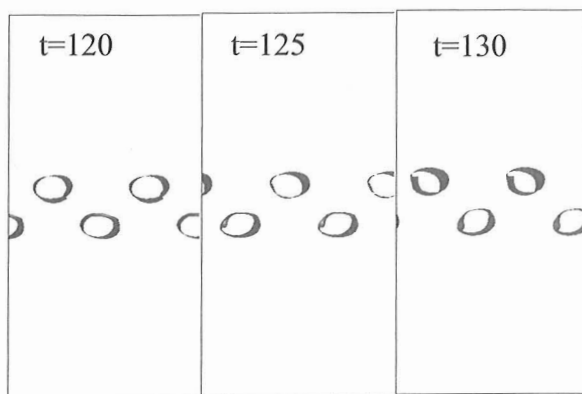


Fig.8:Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure at t=120, 125 and 130.

2次元断面内でローラー渦の回転の様子を確認すると、Fig.8 に示すように時刻 t=120 近辺でローラー長軸が水平になり、その後、上下面でそれぞれ時計回り反時計回りに回転していることがわかる。このときの圧力場を観察すると、Fig.9 に示すようにローラー渦の外側に圧力変動の極値が現

れ、それが後流の外側に伝播している様子がわかる。Fig. 10のように膨張場を重ね合わせてみると、ローラー渦が横になった状態から起き上がることによって、膨張側から圧縮側に変化していることがわかる。ただし、同一断面内渦構造の規則性が失われていく状態においては、圧縮・膨張の領域の規則性も弱くなっていることがわかる。Fig.7の場合とは異なり伝播する圧力変動の前面に膨張側が後方に圧縮側が現れる極小圧力変動が伝播する様子を示している。

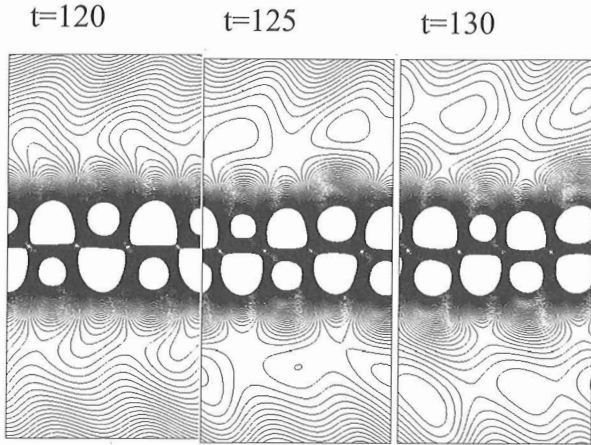


Fig.9:Time development of pressure field at $t=120,125$ and 130 : sideview. The contour increments are 0.00025 .

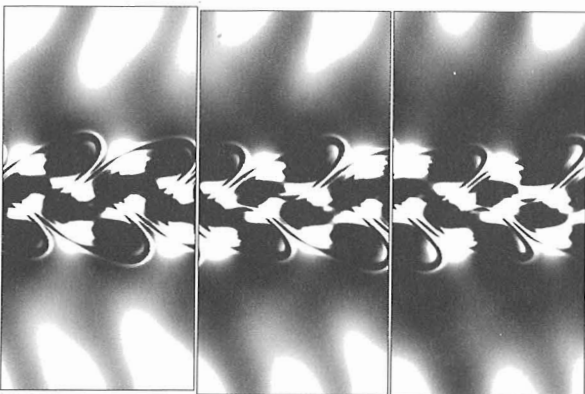


Fig.10:Time development of dilatation field at $t=120,125$ and 130 . White & black regions indicate positive and negative divu, respectively: sideview.

この様子を上面から観察すると、Fig.11に示すように、 $y=5$ は渦構造の上面がローラー構造の3次元化に伴い圧力分布も3次元性が強くなっている。そして、 $y=10$ においては圧力分布は曲がったローラー構造のわん曲面に沿って断面間圧力分布が形成されていることがわかる。一方、より時間が進んだ状態を観察すると計算領域の境界 ($y=20$) における圧力分布は、 $y=10$ で形成された圧力分布のパターンが類似の分布で圧力変動として伝播していることがわかる。時刻を5ずらして $y=10$ と $y=20$ 断面の圧力分布のパターンを解析するとわかる。一方、側面図を参照してみればわかるように、膨張項の様子は渦構造のすぐ上($y=10$)では圧縮側であり、その上の $y=20$ 断面では圧力分布に応じた Fig.12の圧縮側(黒)と膨張側が観察される。ローラー渦のすぐ上($y=5$)ではローラー渦の構造による圧縮側と膨張側が明確に区別でき構造の3次元化に対応していることがわかる。

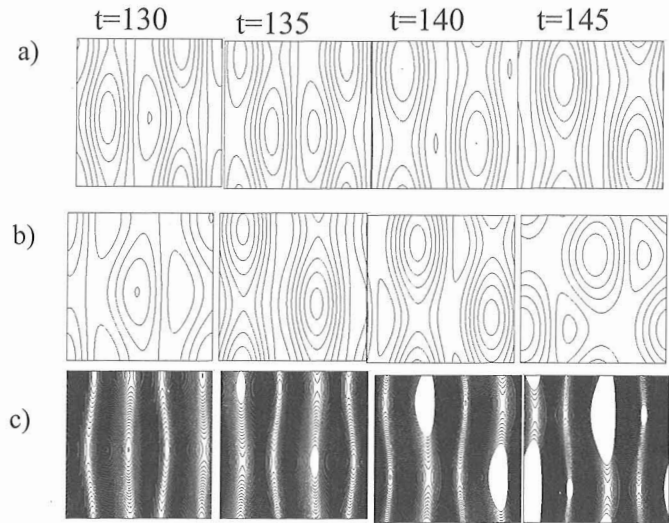


Fig.11:Time development of pressure field at $t=120,125$ and 130 : topview;(a) $y=5$, (b) $y=10$, (c) $y=20$. The contour increments are 0.00025 .

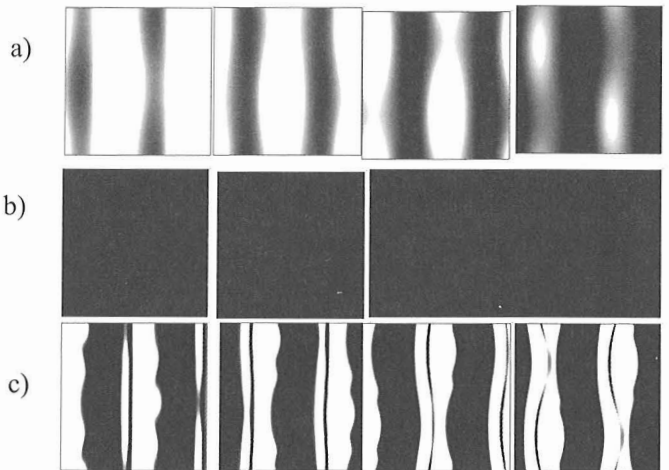


Fig.12:Time development of dilatation field at $t=130,135,140$ and 145 . White & black regions indicate positive and negative divu, respectively: topview; (a) $y=5$, (b) $y=10$, (c) $y=20$.

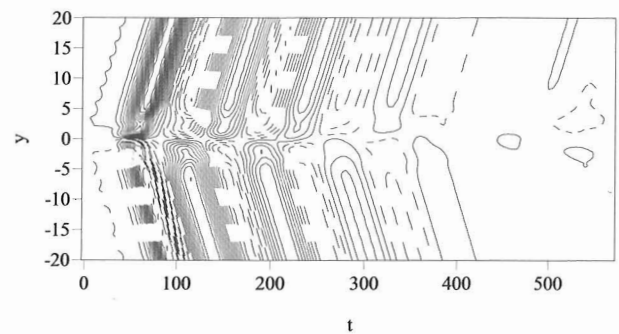


Fig.13:Time development of mean normal velocity. Solid and dotted lines indicate positive and negative normal velocities, respectively. The contour increments are 0.001

瞬間場における観察のさらなる一端を紹介すると、より下流では(例えば $t=200$ から 300 の間)、構造においては縦渦が明確になっており、ローラー渦のわん曲とともに、断

面内におけるローラー構造の対称性は失われ、楕円形をした構造の一部が現れ、上流の場合と同様に回転による構造まわりの圧力場に変動をもたらしている。主渦の回転が音波の発生に大きな影響を与えていることがわかる。

3.3 平均場における音波発生の観察

3.2節の瞬間場の観察を、平均場の解析と関係づけてみるとより理解しやすくなる。そこで、まず、これまでに解析をおってこなかった速度場とくに y 方向速度変動 v について、流れ方向とスパン方向の平均値を各時刻で調べ、時間発展プロットをするとその規則性がよくわかる。Fig.13 には、 $y>0$ 方向の速度変動を実線で表し、 $y<0$ 方向の変動を破線で表している。ローラー渦構造が形成される時刻 $t=70$ 付近からローラー渦の外側に後流中心から外側に向かう速度変動が観察される。その後、外側から後流中心に向かう速度変動が上下面で観察される。そして再び時刻 $t=120$ 付近から後流中心から外側に向かう速度変動が観察される。この現象がしばらく繰り返されて、徐々に速度変動の大きさは弱くなっていく。時刻 $t=400$ より下流では、初期の数パーセント以下に減衰している。時刻 $t=400$ より下流では Fig.1.2 および 3 に見られるように、ローラー構造の上に大きな縦渦構造が発達している。ローラー構造は部分的に見えているが、限られたスパン領域内にある。構造を立体的にみると、いわゆる前後に互い違いなスタッガード構造である。これは低速流の後流における十分下流で実験で観察された構造[4]と類似である。大きくわん曲したローラー渦面が外側に張り出して、なおもゆっくり回転している。そのため、上下面4つのローラー渦の回転による圧力変動場の形成に周期の変化が発生する。また、構造とモードエネルギーの変化に関する記述で述べたように、構造は上下非対称に発達し十分下流ではより明確になる。そのため、平均場で速度変動を計測しても、上下面非対称な結果が得られる。

最後に、流れ方向とスパン方向に対して平均した密度変動場を観察する。Fig.14 は平均密度場から一様流中の初期密度を差し引いた値を示す。したがって時刻 $t=70$ 付近までは後流中心付近を除いてその外側においては密度変動がまだ発生していないことがわかる。しかしながら、時刻 $t=70$ 以降において、最初のローラー渦の回転によって、密度変動は周囲より大きな値になっていることがわかる。これは膨張項の変化の様子（本稿では示さない）と重ねあわせると、平均場では圧縮項が優勢であるため密度上昇を示すこと

がわかる。この変動は、後流中心部では構造発達のため複雑な密度分布を形成しているが、構造の十分外側($y>7$)では極めて単純な平均密度場が形成されていることがわかる。

また、Fig.14 の中に描かれた θ_a は時間発展計算における音速で音波が伝播する方向を示す。図では理論の $\theta_a = 1/M$

を示す。密度変動の等高線が θ_a で描かれた角度にすべて平行であることから、密度変動の伝播速度は音速であることがわかる。一方、 $t=90$ 以降の時刻（下流）では、周囲より密度が小さな状態が観察される。膨張項と比較すると、膨張側が平均場として現れていることがわかる。その時刻以降に再び、密度変動が周囲より大きな状態になる。これは瞬間場で観察した時刻 $t=120$ 以降の結果に対応している。このような周期性は平均密度場が急激に小さくなるまで続いていることがわかる。ただし、すべて伝播速度は音速になっていることに注意してほしい。後流構造内部は周囲より相対的に密度が小さくなっているため、Fig.14 から中心部の破線領域が構造であることがわかり、下流に沿って、低密度領域の構造が主流にわずかに広がる時刻に同期して、相対的に大きな密度変動が音速で後流外側に伝播していることが注意深く観察するとわかる。3次元構造の発達が後流外部にあらわれるのはローラー渦と縦渦であるが、低密度の領域が多くあるのはローラー渦内部であり、自己誘起速度で変形して主流を侵食する時刻が音波発生時刻と一致していることは興味深い。時刻 $t=70$ 前後のロールアップのように主流に構造がせり出す度合いがおおきいほど密度変動が大きく、また、再び構造が主流にせり出す時刻 $t=130$ 付近においても観察することができる。このことは、大規模な後流構造が主流にせり出す様子が実験で観察されるが、その構造変化によって、マッハ数が大きな $M=5.6$ の後流でショックレットができていていることを見ると、後流が乱流状態になっていても音波発生機構に構造発達が重要にかかわっている事を想像させる。Fig.13 の速度変動と比較すると、平均速度変動は構造内部から観察することができ、これは明らかに、構造の発達によって例えば Fig.6 の $t=75$ における圧力微小変動が主渦間に現れるように、平均として縦方向速度変動にはより構造に近い部分から音波の発生があることを示唆している。

不安定波を用いた周期性攪乱を与えることによって、後流構造の発達に関連して音波発生現象が観察する事ができた。

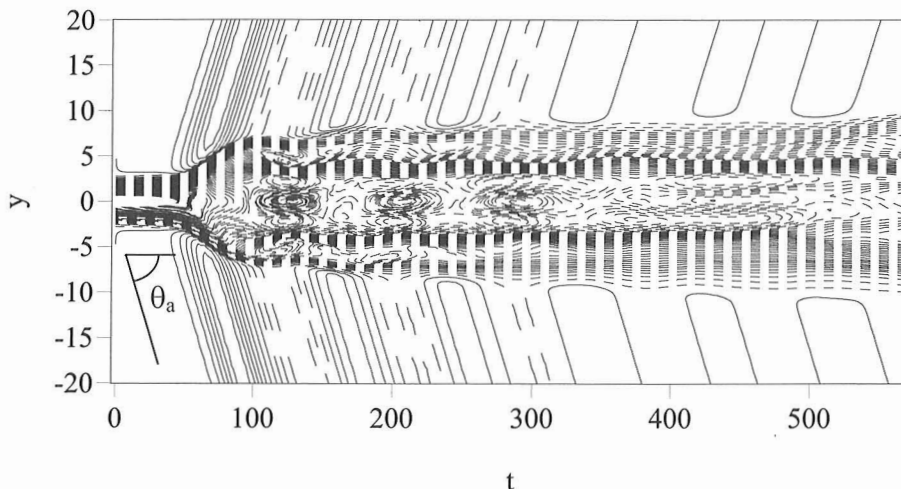


Fig.14: Time development of mean density fluctuation. Solid and dotted lines indicate density field higher or lower than, the ambient density, respectively. The contour increments are 0.005.

4. 結論

主流マッハ数2における2次元 Kelvin-Helmholtz 不安定波と一対の低調波を導入した時間発展 DNS によって後流の渦構造の発達とそれに伴う後流における音波発生機構を調べた。その結果以下のことが明らかになった。

- (1) 2次元 Kelvin-Helmholtz 不安定波の成長によって超音速後流におけるカルマン渦列が形成され、渦列を構成するローラー渦は十分レイノルズ数が高い $Re=1000$ 以上であれば、楕円形状になる。
- (2) ローラー渦の組織的な運動によって、ローラー渦間に微小圧力変動が励起され渦の上面から流れ方向にローラー渦の周期をもつ圧力変動が後流外側に伝播する様子が観察された。 $M=2$ の超音速後流においては主流に対して音速は $1/2$ であるため、圧力変動の伝播速度が主流より遅い効果が近傍場の圧力変動の詳細にも現れる。
- (3) モードエネルギーにおける低調波の成長によってローラー構造は曲がり、曲がった渦曲面の自己誘起速度によってローラー渦の大きな変形をもたらす。ただし、上下非対称に発達する。また、ブレード領域には縦渦が発達して、十分下流では流れ方向に交互に構造があらわれるスタaggerド構造が発達する。これは、低速後流の実験で観察された構造と類似である。縦渦が発達するブレード領域の形状はマッハ数3の後流構造の可視化結果と類似である。
- (4) 下流ではローラー構造が著しく3次元化するがその構造の回転運動は下流においても観察され、後流において伝播する音波の主要な発生機構になっている。
- (5) 平均場と瞬間場を比較することによって、構造の形成と発達が主流を侵食して大きくなりその結果密度攪乱が音速で伝播していることが確かめられた。

なお、空間発展 DNS の2次元計算で結論(1)(2)に対応する結果が得られたが、3次元計算の詳細は今回載せることができなかったが、近いうちに発表したい。

参考文献

- 1) Watanabe, D. and Maekawa, H., 2004. Three-dimensional evolution of structure and acoustic wave generation in a compressible plane wake. *Fluid Dynamics Research*, Vol. 34, 145-165.
- 2) Deng X, Maekawa H and Shen C. A Class of High Order Dissipative Compact Schemes. *{\it AIAA Paper}*, No. 96-1972, pp 1-11, New Orleans, LA, 1996.
- 3) Clemens, N.T. and Smith, M.F. 1998. Observations of supersonic flat plate wake transition. *AIAA J.* Vol. 36, No. 7, 1328-1330.
- 4) Cimbala, R., Nagib, H. and Roshko, A. 1988. Large structure in the far wakes of two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.* Vol. 190, 265-298.