音響加振を受けた混合層に関する研究*
(第 2 報, 渦の合体に伴う三次元かく乱の発達過程)高見 創^{*1}, 前川 博^{*2}, 馬場 信行^{*3}Development of Mixing Layer Forced by Acoustic Waves
(2nd Report, Effects of Vortex Pairing on Growth
of Three-Dimensional Perturbations)

Hajime TAKAMI, Hiroshi MAEKAWA and Nobuyuki BABA

An experimental study was conducted to investigate the effects of acoustic waves on the growth of three-dimensional perturbations in a plane mixing layer using a novel experimental technique in a towing tunnel. The mixing layer in the transitional regime at $Re_m \approx 100$ based on the momentum thickness was investigated by means of flow visualization/flying hot-wire technique. We found that vortex pairing in the mixing layer excited with a subharmonic mode prevents (or delays) the rapid growth of three-dimensionality. In contrast, delayed pairing with a fundamental mode can result in significant growth of three-dimensionality prior to the pairing, where the rollers are bent in the spanwise direction due to the secondary instability of the elliptic vortex. These results are in good agreement with the observations of simulated mixing layers at $Re_m = 112$. The mechanisms responsible for the growth of three-dimensionality during pairing are described.

Key Words: Transition, Shear Flow, Turbulent Flow, Instability Waves, Flow Measurements, Turbulence Control, Vortical Structure, Three-Dimensional Perturbations

1. ま え が き

層流混合層においては従来の実験および数値計算による研究によって、リブ渦とスパン方向渦が存在するいわゆる“標準的構造”が観察されてきた。また、混合層の渦構造の合体に関する研究は多くの場合ペアリングに向かう二次元的側面から理解されている。しかしながら、上記の標準的構造やその合体過程の三次元的ダイナミクスに伴う相互作用についてはほとんど知られていない。例えば、リブ渦がスパン方向渦とどのように連結されているのかは推測の範囲で議論されてきた⁽¹⁾⁽²⁾。また、スパン方向渦構造が三次元化する自由度や、どのようにして三次元化が起こるのかよく理解されていない。さらに、スパン方向渦の合体に伴ってリブ渦とスパン方向渦がどのように発達するのかまったく知られていない。安定性理論⁽³⁾⁽⁴⁾から二次不安定性により三次元構造が形成されることが推測されているが、そのでき方やペアリングに伴う三次元かく乱の発達過程は不明な点が多い。

上述のような層流混合層の遷移過程に関する最近の時間発展直接数値シミュレーション(運動量厚さを代表長さとした初期レイノルズ数 Re_m で $Re_m = 112$)による研究成果⁽⁵⁾⁽⁶⁾によって、乱流遷移過程のメカニズムが明らかにされた。本研究では、そのシミュレーションの成果に着目し、実験的研究によってスパン方向渦の合体過程における三次元化について調査した。混合層のレイノルズ数はシミュレーションの結果を考慮して、 $Re_m \approx 100$ である。

第 1 報⁽⁷⁾においては、音響加振を受けた混合層の発達とその乱流統計量を調査した結果について報告した。すなわち、基本波による加振により渦構造は共鳴作用を受け、渦列の構造を長く保持できること。低調波による共鳴作用により局所的な渦構造の合体を起こし、混合層の速度変動乱れ強さはせん断方向に広がった分布を示すこと。合体に伴う統計量の変化は、シミュレーション結果と同様な結果を得られたこと。また、音響加振の周波数により合体の位置が不連続的に変わり、その位置は加振された波長 λ_0 で整理できることである。

本報ではさらにいくつかの実験を重ね、音響加振によってかく乱の位相を一致させる実験法の長所を利用してスパン方向に流速変動を調べ、渦列の合体に伴う

* 原稿受付 平成 6 年 8 月 19 日。

*¹ 学生員, 電気通信大学大学院 (〒182 調布市調布ケ丘 1-5-1)。*² 正員, 電気通信大学機械制御工学科。*³ 正員, 荏原製作所 (〒251 藤沢市藤沢 4-2-1)。

三次元かく乱の発達過程を実験的に調べた結果について報告する。

2. 実験装置および方法

本研究では、平板をけん引してその後流に速度差を与え混合層を形成している。図1は実験装置の概略である。座標系は図1に示すように薄翼の後縁の中心を原点として、それぞれ x, y, z とし、それぞれの方向の流速を u, v, w とする。以下本論文で用いる記号は U_1, U_2 ($U_1 \geq U_2, U_1 = 1.1 \text{ m/s}, U_2 = 0.62 \text{ m/s}$) は混合層速度分布の上下の主流速度, $\Delta U = U_1 - U_2$ は速度差, $U_c = (U_1 + U_2)/2$ は移流速度, $\lambda_{01}, \lambda_{02}$ はそれぞれ Mode 1, 2 における初期不安定波長, θ は局所運動量厚さ, a は流速 u が混合層の移流速度に等しい y 座標を示す。実験装置および実験方法の詳細については本報では省略する。

混合層は渦列構造の不安定性のため下流で渦構造が合体を始めるが、自然遷移の状態で得られる基本周波数 f_0 (11.5 Hz) に対して加振周波数 f_f を変化させる

と合体の位置を変える。本報では前報と同様に調査する加振周波数を二つのモードに分け、渦構造の合体を下流で起こさせる周波数帯を Mode 1 (9.3 Hz), 低調波による加振によって渦構造の合体位置が上流側に移動する Mode 2 (5.75 Hz) 周波数帯とする。したがって、シミュレーションの初期条件と対応させると、大きな二次元的な基本かく乱と実験に固有な三次元的微小かく乱(平板けん引に伴う乱れ強さは 0.58% 以下)が存在する場合と考えられる。

第1報においては流れの乱流統計量を調べたが、本報では流れの瞬間場を調べるため計測点によって位相のそろったデータを得る必要がある。風洞を用いた実験では参照プローブを用いた条件付サンプリング⁽⁶⁾や数本のプローブによる同時計測等を行うが、サンプリング条件の設定や同時計測に伴う測定装置の大規模化などいくつかの問題点がある。本装置の場合、平板の走行開始点はつねに同じであり、走行開始時における音響加振を行うスピーカの振動の位相もつねに一定にしている。平板の光センサ通過後に一定の遅延を与え、計測領域の渦構造がつねに一樣な強さの音響加振の領域にあるように、Controller を介して流速計測の

図1 実験装置概略(単位: mm)

図2 スパン方向における主流方向速度変動 ($x = 100 \text{ mm}$, Mode 1)

図3 局所運動量厚さの流れ方向変化⁽⁷⁾

図4 混合層中心面位置の流れ方向変化

開始と終了を設定している(この開始点を $t=0$ とする)。このようにして、各点における計測の位相をそろえることが可能である。図2に平板直後の二次元の流れ場において、 z 方向にトラバースした流れ方向速度成分の時系列データを示す。このように、比較的低レイノルズ数の混合層においては参照プローブや大規模な Hot-wire rake を用いず、比較的位相のそろった多点の実験データを得られることが本実験装置の利点

の一つである。X 形熱線プローブによる w' 成分の計測誤差は 2% 以内である⁽⁹⁾。

3. 実験結果および考察

まず、以降のデータ整理に用いた局所運動量厚さ $\theta^{(7)}$ 、混合層中心面の位置 a の流れ方向変化をそれぞれ図3および図4に示す。前報に示したように ΔU 、 U_c 、 θ および a を用いて無次元化した速度分布は相似

図5 混合層の可視化 (Mode 1)

図6 混合層の可視化 (Mode 2)

図7 混合層の x - y 断面の可視化 (Mode 1)

になる。

3.1 渦運動の可視化 混合層の流れを可視化することによって、渦構造の運動の様子を観察した。ここでは混合層の三次元構造を調査するため上面から (x - z 断面) 撮影を行い、スモークワイヤの位置は $y_s = 0$ mm, $y_s = 14$ mm の2箇所で z 軸と平行に張った。図5と図6は上面からの観察結果であり、一方、図7および図8は側面からの観察結果である。

図7に示されるように Mode 1 の加振では、 $x=600$ mm まで波長 $\lambda_{01} \approx 80$ mm で並んだローラが観察されるが、図5(a)で示されるように下流では三次元かく乱の発達によりローラは大きくうねり $x=800$ mm においてヘリカルペアリング⁽⁴⁾をしている。いっぽう、図8に示すように Mode 2 の加振では、 $x=200$ mm 程度まで波長 $\lambda_{02} \approx 50$ mm のローラが観察されるが、およそ $x=300$ mm から合体を始め、渦の合体後の波長は 110 mm で合体前のほぼ2倍になっている。図6(a)に示すようにローラ同士の合体時には三次元かく乱の発達が抑制され合体は二次元的に進む様子が観察される。これは直接シミュレーション⁽⁵⁾⁽⁶⁾によって調べられたように、三次元かく乱は流れ方向に対して直線的な発達はせず、渦の合体に伴い三次元かく乱の発達が抑制され、その後再び発達することに対応していると考えられる。

また、図5(b)および図6(b)においては流れ方向のすじが観察され(そのスパン方向の波長は Mode 1 にかかわらず初期不安定波長 λ_{01} , λ_{02} の 0.5~0.7 倍)、リブ渦が観察されていると思われる。これはレイノルズ数が比較的小さく、リブ渦の循環が Corcos-Lin⁽¹⁰⁾ が示したリブ渦の崩壊パラメータのしきい値より小さい状態であるため、図5と図6の観察結果はリブ渦に対応すると思われる。

3.2 速度変動ベクトル 図9および図10に u' (流れ方向速度変動成分), w' (スパン方向速度変動成分) によるベクトル図を示す。ただし、主流方向速度は移流速度 U_c を差し引いて表されている。また、 w' 成分に注目して w' の x - z 断面分布図 (y 位置はほぼ混合

図8 混合層の x - y 断面の可視化 (Mode 2)

図 9 w' 成分分布および u' , w' ベクトル図 (Mode 1)図 10 w' 成分分布および u' , w' ベクトル図 (Mode 2)

層中心位置)を添付し、変動の大きいところを明確にするため $w'/\Delta U$ の正負それぞれのピーク値の65%以上を黒および白で、その中間領域を灰色で示した。また、位相をそろえた v' (せん断方向速度変動成分)およびその流れ方向微分値 $\partial v'/\partial x$ を示す。ここで ∂x はテイラーの凍結乱流仮説を用いて、 $\partial/U_c \partial t$ から求めている。 v' を測定した z 位置は $z=0$ mm である。

一般に、ひずみ速度テンソル S_{ij} をせん断方向に積分して

$$\Sigma_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{ij} dy, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \dots (1)$$

得られる Σ_{ij} の主値 λ (ただし $\det[\Sigma_{ij} - \lambda I] = 0$) が

$$\Omega = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega_z dy \dots (2)$$

で示される Ω より大きいときは高ひずみ領域を表す。これは

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} v' dy > 0 \dots (3)$$

として平均化した速度変動微分 $\partial V/\partial x$ が正の判定と等価である⁽¹¹⁾。ただし混合層中心面において v' 変動が大きいことより、ここでは混合層中心面の v' 変動によって式(3)を近似している。ここで $\partial v'/\partial x > 0$ となるところがひずみ領域、 $\partial v'/\partial x < 0$ となるところが渦領域またはローラ構造に対応する。シミュレーションの結果からひずみ領域においてはブレイドと呼ばれる渦の継手の部分にひずみが集中していることから、この部分はブレイドひずみ領域と呼ばれる⁽⁵⁾⁽⁶⁾。ただし、Taylor 仮説を使って渦領域 ($\partial v'/\partial x < 0$) やひずみ領域がはっきり現れない場合は、その相対的な大きさの差からそれぞれの領域の存在を推測するほかに方法はない。

図9に示すように、Mode 1 の加振では $x=400$ mm においてベクトル図から構造の二次元性が認められ、ローラとひずみ領域が交互に存在することを示し、その間隔は可視化で認められたようにおよそ 80 mm である。ローラによってベクトルの向きが左右反対になっているものがあるが、これは可視化において観察されるように渦列が一直線上には並ばずにせん断方向へとずれるため、熱線プローブの計測位置が渦の上方 (u' 成分は正、ベクトル図右向き) から渦の下方 (u' 成分は負、ベクトル図左向き) へとローラによって変化することによって考えられる。ここで、ひずみ領域では流れは移流速度 U_c におおよそ等しく w' は小さいことが認められるが、ローラ領域においてはその前後において w' の向きが変わっていることから、渦中心を横切った場合は主流方向速度の相対成分は反転する

と推測される。 $x=600$ mm においてはベクトル図における二次元性は保っているものの、図5(a)の混合層中心面の可視化で観察されたようなローラの三次元的なうねりから w' 成分の規則性は崩れている。直接シミュレーションの結果と比較してローラ構造の変化について考察すると、 $x=600$ mm においてはローラが過飽和領域の特徴として主流方向に伸びただ円渦になっていると考えられ、ひずみ領域にうねったローラの渦度 ω_z が広がり三次元化のため w' の変動が大きくなっていると推測される。

いっぽう、図10に示すように Mode 2 の加振ではベクトル図において Mode 1 同様な二次元的構造がみられるが、可視化で観察されたように渦の合体に伴いローラの波長はおおよそ 110 mm に広がっている。この場合、 $\partial v'/\partial x$ の正負の境界が明確でなくなるが、 $\partial v'/\partial x$ の大きな負の領域が渦度 ω_z が支配的な領域であると考え、その間にひずみ領域があると理解される。 $x=500$ mm において特に明らかなように、合体過程の渦領域の中が三次元化しひずみ領域が空間的に大きく広がっていることが認められる。また、 $x=500$ mm におけるひずみ領域のベクトルの大きさは極めて小さく、図6(a)の可視化で観察された渦の合体時における三次元かく乱の抑制とローラ領域への渦度の集中が認められ、これは直接シミュレーション⁽⁵⁾⁽⁶⁾ による三次元かく乱の発達過程と一致する。渦の合体完了後の $X=600$ mm ではひずみ領域が狭まり w' 変動が現れることから、再び三次元かく乱が発達し図8の可視化からも観察されるようにローラの渦度がブレイドひずみ領域へ再進入することによって三次元かく乱が増加しているのが認められる。

以上の観察を図11の Robinson-Saffman⁽¹²⁾ による

図11 Robinson-Saffman⁽¹²⁾ によるだ円渦の不安定性
(σ/σ_0 : 無次元成長率, $\kappa(ab)^{1/2}$: 無次元軸方向波数
 a/b : だ円渦の長軸、短軸の比)

(a) 流れ方向成分

(a) 流れ方向成分

(b) スパン方向成分

(b) スパン方向成分

図 12 パワースペクトル (Mode 1)

図 13 パワースペクトル (Mode 2)

図 14 レイノルズ応力 $\overline{u'w'}/(\Delta U)^2$
スパン方向分布 $[(y-a)/\theta \approx 0]$

だ円渦の不安定性を用いて考察すれば, Mode 1 においてひずみ領域の存在によって横に引き延ばされ長軸短軸の比が大きいだ円渦となる下流では(図 7 から $a/b \approx 2.0$), $\kappa(ab)^{1/2} \approx 0$ 付近の長波長波よりも, $\kappa(ab)^{1/2} \approx 2.2$ の短波長波の成長率が大きくなり, ローラにうねりが現れると考えられる(実際の正確な軸方向波数は計測不能). 一方, Mode 2 による加振によって渦の合体を早期に起こす場合, 渦の間のひずみが小さいため長軸短軸の比の小さなだ円渦となり, 長波長波の成長率が大きくローラは二次元的であり続ける. 渦の合体完了に伴いひずみが強まるため, その後は三次元かく乱が成長すると考えられる.

3.3 速度変動スペクトル 図 12 と図 13 は u' および w' のパワースペクトルのスパン方向分布を示す. Mode 1 において渦構造形成(ケルビン・ヘルムホルツ rollup)までは Mode 1 波が成長するが, 図 12 に示すように渦構造形成後の $x=400$ mm では u' 成分における Mode 1 波の成長が混合層中心面付近では弱まり, 代わってさらに下流の $x=600$ mm においては低周波変動(第 1 低調波)が支配的となる⁽⁵⁾. これは安定性理論の低調波モードの分布結果と一致する⁽¹³⁾. また, w' 成分は $x=600$ mm に至るまで Mode 1 周波数

にピークをもち続けるが, 下流では w' 成分のスパン方向二次元性が崩れることが確認できる.

いっぽう, 図 13 に示すように Mode 2 では, 渦構造の合体中である $x=400$ mm において u' 成分に Mode 2 周波数(第 1 低調波)のピークが存在している. 渦の合体完了に伴い第 1 低調波の成長が弱まり, 代わってさらに低い周波数変動(第 2 低調波)が支配的となる. このような支配的周波数の低周波へのシフトは Ho-Huang⁽¹⁴⁾ の低調波の発達モデルと一致する. また, w' 成分は Mode 1 同様 $x=600$ mm に至るまで Mode 2 周波数にピークをもち続け, Mode 1 における一様性と比較すると小さいものの $x=400$ mm ではスパン方向の一様性が認められる. 下流($x=600$ mm)では二次元性が崩れるとともに w' 成分のスペクトル強度が広い周波数帯に存在する傾向を示す. これは, 3.2 節で述べたように, 合体完了後の渦度 ω_z のブレイドひずみ領域への再進入と三次元化に対応していると考えられ, 三次元かく乱の成長が再び大きくなることを示している.

3.4 レイノルズ応力のスパン方向分布 図 14 にレイノルズ応力 $\overline{u'w'}/(\Delta U)^2$ のスパン方向分布を示す(せん断方向分布については前報⁽⁷⁾ 参照). 平均化時間は $t=0-0.6$ s である. Mode 1 において $x=400$ mm ではスパン方向レイノルズ応力分布は一様であるが, その後 Mode 1 による加振によって渦の合体が抑制され続け, せん断方向レイノルズ応力分布においては渦中心付近に極大値をもち, スパン方向分布には凹凸が観察される. レイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ は流れ方向に軸をもつ渦によって影響されると考えられ, $x=600$ mm においてはローラのうねりに伴い, ローラに巻き付いた流れ方向渦によってスパン方向分布に凹凸が観察されると推測される.

いっぽう Mode 2 の加振では, 渦の合体完了に伴ってレイノルズ応力はせん断方向に広く分布するとともに, 急激に小さくなり負の値をもつこと⁽⁷⁾ が確認され, スパン方向およびせん断方向にほぼ一様な分布を示している. これはスパン方向渦の合体が二次元的に進むとともに, 渦の合体時に流れ方向渦が巻き込まれるためであると推測される.

4. ま と め

スプリッタ板をけん引して $Re_m \approx 100$ における混合層を形成し, 外部から音響かく乱を加え局所化された渦の合体前後における混合層の構造について調べた. 得られた実験結果は直接数値シミュレーションによって示された結果とよい一致を示し, シミュレーション

で得られた観察結果と対応させながら実験によって混合層の遷移過程について解析を行った。

その結果, Mode 1 による加振によって渦の合体が抑制される間, 三次元かく乱は過飽和領域まで成長し, 下流においてローラはだ円渦となり三次元的にうねる事が観察された。一方, Mode 2 による加振によって渦の合体を早期に起こす場合, 渦の合体の間ローラは二次元的であり続けた。この観察は流速変動を位相をそろえたスパン方向に調べた結果からも確かめられ, Robinson-Saffman⁽¹²⁾ によるだ円渦の不安定性の計算結果を用いて説明できることが確かめられた。

合体完了に伴い, ブレイドひずみ領域に再進入したスパン方向渦度の二次不安定性によって混合層はスパン方向速度変動が再び強くなり, また変動周波数帯が広がり遷移過程における局所乱流化を促進していることが明らかになった。

文 献

- (1) Hussain, A. K. M. F. (Tatsumi, T., ed.), *Turbulence*

and Chaotic Phenomena in Fluids, (1983), 453, North-Holland.

- (2) Bernal, L. P. and Roshko, A., *J. Fluid Mech.*, **170** (1986), 499.
 (3) Kelly, R. E., *J. Fluid Mech.*, **27** (1967), 657.
 (4) Pierrehumbert, R. T. and Windnall, S. E., *J. Fluid Mech.*, **114** (1982), 59.
 (5) Rogers, M. M. and Moser, R. D., *J. Fluid Mech.*, **243** (1992), 183.
 (6) Moser, R. D. and Rogers, M. M., *J. Fluid Mech.*, **247** (1993), 247.
 (7) 前川・馬場, 機論, **50**-579, B (1994), 3822.
 (8) Browand, F. K. and Weidman, P. D., *J. Fluid Mech.*, **76** (1976), 127.
 (9) Hirota, M., ほか 2 名, *J. Phys. E.*, **21** (1988), 1077.
 (10) Corcos, G. M. and Lin, S. J., *J. Fluid Mech.*, **139** (1984), 67.
 (11) Rogers, M. M. and Moser, R. D., *Phys. Fluids*, **6**-2 (1994), 903.
 (12) Robinson, A. C. and Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, **142** (1984), 451.
 (13) 前川・荒川・藤原, 機論, **59**-566, B (1993), 2997.
 (14) Ho, C. and Huang, L., *J. Fluid Mech.*, **119** (1982), 443.