2次元噴流出口混合層に及ぼす局所周期攪乱の効果*

一宮 昌司^{*1}, 加藤 敏宏^{*2}, 森本 努^{*3}

Effect of Local Periodic Disturbance on Mixing Layer at Exit of Two-Dimensional Jet

Masashi ICHIMIYA^{*1}, Toshihiro KATO and Tsutomu MORIMOTO^{*1} The Univ. of Tokushima, Institute of Technology and Science
2-1 Minami-Josanjima-cho, Tokushima-shi, Tokushima, 770-8506 Japan

The laminar-turbulent transition of a mixing layer induced by oscillating flat plates at an exit of a two-dimensional nozzle was experimentally investigated. The mixing layer was formed between the jet which issued from the nozzle and the surrounding quiescent fluid. The plates oscillated vertically in relation to the mean flow. The oscillation frequency was two orders of magnitude smaller than the fundamental frequency of the velocity fluctuation. Mean and fluctuating velocity components in the streamwise and normal directions were measured by hot-wire anemometers. The oscillation was found to be effective in enhancing the mixing, though the amplitude was the same order as the momentum thickness of the boundary layer at the nozzle exit. The disturbance traveled downstream as the convective instability, though it was damped only far downstream. The downstream development rate of fluctuating velocity in the normal component was larger than that in the streamwise one. Thus, the need for linear instability analysis of non-parallel flow was suggested. Streamwise variation of the fluctuating velocity and fluctuating energy production and convection rates, which contribute to the velocity, were examined. The streamwise variation in the streamwise component did not correspond to that of the normal component.

Key Words : Mixing Layer, Transition, Turbulence, Jet, Oscillating Plate, Periodic Disturbance, Absolute/Convective Instability, Velocity Distribution

1. 緒 論

層流から乱流への遷移現象は自然界や工業機器において多数発生し重要なので長い研究の歴史がある。工業上の遷移現象の一例として、タービン翼列の後流内で乱流遷移する例が最近の評論で述べられている⁽¹⁾。この翼列後流は壁面の拘束のない自由せん断流の一例であるが、このような自由せん断流の乱流遷移は、工業的にも重要な問題である。

自由せん断流は後流の他にも噴流など多くの種類がある⁽²⁾⁽³⁾。その例として文献⁽⁴⁾において'jet boundary'として引用されているノズル出口直後の噴流と周囲静止流体との混合層がある。本研究はこの混合層の遷移を、自由せん断流の乱流遷移の基本問題の一つとして取り上げる。

このような、対象領域に流体が連続的に流入して流れ去るようなオープンな流れ⁽⁵⁾の安定性は、従来、攪乱を $A(y)\exp[i(kx - \omega t)]$ のモード形に仮定し、これをさらに時間的発達または空間的発達に区別し、攪乱が増幅後には非線形解析するのが主であったが、最近、新しい観点から、絶対不安定、対流不安定、さらにこれを局所、大域的と区別し、方程式の非正規性に着目して解析する方法が発展してきた⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾。

* 原稿受付 2010 年 7 月 5 日

^{*1} 正員, 徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部 (〒770-8506 徳島県徳島市南常三島町 2-1)^{*2} 中国電力(株) (〒730-8701 広島県広島市中区小町 4-33)^{*3} 徳島大学大学院ソシオテクノサイエンス研究部

E-mail: ichimiya@me.tokushima-u.ac.jp

噴流出口直後の流れの遷移は、強制攪乱の無いとき⁽¹⁰⁾の他にも、種々の攪乱を導入して制御された遷移を研究した例は多い。攪乱の種類は、高周波数の例として音波がある^{(11)~(23)}。音速はこれらの実験の流体の速度よりもはるかに速いので本攪乱は流れ場全体にほぼ瞬時に伝わり、生じる不安定は絶対不安定と言えよう。これに対して、局所位置における振動物体による攪乱が流れによって下流へ対流変化する対流不安定がある^{(24)~(27)}。最近のピエゾフィルムアクチュエータを用いた研究では振幅 0.5~2mm という比較的大振幅で混合層の混合促進を行っている⁽²⁸⁾。しかし、これらの研究では基本流方向の遷移領域にわたる詳細な速度分布形状の変化は示されていない。

攪乱周波数は、一般に、対象とする流れの自然遷移過程の初期に発生する速度変動の基本周波数に一致させ、速度変動のその後の成長を促進するのが代表的である。本流れの遷移に関係する理想的な流れ場は平行主流の自由せん断層である⁽²⁹⁾。平行流の線形安定理論によれば、この流れはあらゆる主流の中で最も不安定であり⁽³⁰⁾、境界層などと異なり極めて低い波数、従って波長の長い攪乱に対しても不安定である。本研究での板振動による局所発生攪乱の波長は、攪乱渦度が初期には主流に乗って運ばれると見てよいであろうから、板振動数 f_e と主流速度 U_m から決まる U_m / f_e のオーダーである。これが長波長であることは f_e が低周波であることに対応する。ここで採用する $f_e = 5\text{Hz}$ は、通常実験的に観察されるこの流れの自然遷移での初期に見られる基本周波数である数百 Hz⁽¹⁰⁾⁽¹³⁾⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ よりもオーダーが離れた低周波数である。さらに、乱流混合層における組織（コヒーレント）構造の周波数（数百~数千 Hz）⁽³¹⁾⁽³²⁾ に比べてもオーダーが小さい。このような混合層の長波長の変動渦度分布、つまり大きな渦から乱流に見られる小波長（高波数）の変動渦への変化過程は十分には調べられてはいない。変動渦の存在範囲に対応した広い波長範囲をカバーできるよう、研究を行うことが期待される。また工業上も、可聴域以下の周波数の空気振動による問題が発生しており、低周波攪乱の解明が待たれる。なお、低周波の攪乱は遠く下流まで生き残ることが示されているが⁽³³⁾、これを導入した例は乱流噴流に見られるくらいである^{(34)~(36)}。

本研究では噴流ノズル出口にフェンス状平板が流れに対して垂直に振動して突き出す局所攪乱を取り扱う。突き出し高さは微小で、純粋な板突き出しによって発生する変動速度は突き出しなしのときと同程度となる。このような小振幅板の垂直振動によって生じた乱れが空間的に発達して、自己保存が成立するまでの領域における平均及び変動速度分布の下流への変化を細かく調べた。混合層は局所対流不安定性を有し、その空間的発達は加えた攪乱の性質に依存し、言わばノイズ増幅器の作用を行うので⁽⁵⁾、本研究においては、加えた周期振動攪乱が対流不安定によってどの程度下流まで存続し、流れ場にどのような変化を生じさせるかに着目した。また従来報告されていない変動エネルギーの生成率、対流率及び散逸率の下流方向変化も調べた。

お も な 記 号

b : 半値幅

f_e : 振動板の振動周波数 = 5Hz

h : ノズル出口高さ = 10mm

U, u : x 方向時間平均速度と変動速度

U_0 : $x = 5\text{mm}, y = 0$ における速度

U_m : 局所の、中心線($y = 0$)上速度

V, v : y 方向時間平均速度と変動速度

u', v' : u, v の rms 値

x, y : 座標系 (図 2)

δ_θ : 渦度厚さ

ε : 変動エネルギー散逸率

$\bar{*}$: $*$ の時間平均値

その他の記号については、そのつど定義する。

2. 実験装置及び実験方法

実験装置は全長約 2m の吹出型風洞であり、幅 310mm、高さ $h = 10\text{mm}$ 、アスペクト比 31 の 2 次元ノズル出口から空気が測定区間に吹き出される。ノズル出口における高さ方向 10mm 範囲内の速度は、ノズル上下壁面近く

Fig. 1 Nozzle and cam mechanism viewed from left side (a) and right side (b).

Fig. 2 Schematic diagram of two-dimensional mixing layer and coordinate system.

の1.6mm ずつの範囲内では境界層があり，残りの中央部，約7mm の範囲内では一定である．この境界層内の速度分布を熱線風速計で測定した結果，ほぼ Blasius 分布に一致した．吹き出された流れの二次元性を確保するため，測定区間全域にわたって横方向に310mm 隔てた側壁を設置し，またノズル出口中心に関して，床面と対称に天井を設置した．

本実験では，ノズル出口に形成される上下混合層に攪乱を与えるため，ノズル出口に厚さ2mm でノズル幅全体に渡る振動板を上下1枚ずつ設置した．2枚の振動板の上下振動は，回転数が制御されたモータの回転を，ベルトによって振動板1枚当たり左右に1枚ずつあるカムに伝えることによって行う．このカムの回転角（位相）に対応してフォトセンサ信号が出力され，位相が検出される．図1に下流から見たノズル左右両側のカムおよび右側に設置されたフォトセンサの写真を示す．この板は流れに対して対称，垂直で周波数 $f_e = 5\text{Hz}$ で正弦的に振動する．本実験での自然遷移過程の初期において瞬時速度に発生する基本周波数は約400Hzであり， f_e はこれよりも2桁小さい．

図2に流れ場の対称上半分及び座標系を示す．図2に示された方の振動板の下端は最も上昇した時に図2のようにノズル壁面と同一平面上になってノズル出口断面をまったく狭めず，最も下降した時にノズル壁面から0.25mm ノズル内へ突き出す．すなわち2枚の振動板が上下共最もノズル内に突き出した瞬間はノズル高さ $h = 10\text{mm}$ が0.5mm だけ狭まることになり，振動板の上下端は1周期中 $0.95 \leq y/(h/2) \leq 1.00$ の範囲で変位する．この値，0.25mm は，ノズル出口壁面層流境界層の排除厚さ0.46mm よりも小さく，運動量厚さ0.18mm の程度であり，板がそれだけ突き出しても板静止時には新たな変動が生じないように選んだ．実際，上下の板がそれぞれ0.25mm 突き出して静止しているときのノズル出口直後での変動速度分布は，板がまったく突き出さずに静止しているときのそれとほぼ同じであり，かつ振動時よりもかなり小さかった．このため振動板が単に流路内へ突き

出していることによる新たな乱れの影響は無視でき、振動板の振動が攪乱を引き起こすといえる。なお、突き出し量を2倍の0.50mmにして静止させると突き出しなしのときよりも変動速度が大きくなった。ただしこの突き出し量が0.25mmでも0.50mmでも、ノズル出口断面全体を通る流量は位相に関わらず常に一定であった。板振動時のモーターやカム等が発生する音の影響を検証するために、騒音計で発生音をスペクトル解析したところ、風洞運転音と板振動音は速度変動と相互に干渉せず、本流れ場における速度の周期変動の成長に及ぼす板振動音の影響は小さいと判断できた。

実験は、振動板がノズル出口断面を狭めないように静止させた場合と、振動板を周波数 $f_e = 5\text{Hz}$ 、1枚当りの全振幅0.25mmで2枚とも振動させた場合の2ケースを行った。いずれも振動板静止時の $x = 5\text{mm}$, $y = 0$ における速度 U_0 とノズル出口高さ $h = 10\text{mm}$ に基づくレイノルズ数を5000 ($U_0 \approx 7.5\text{m/s}$)とした。このとき板の最大変位と板振動周波数 f_e および U_0 に基づくストローハル数は約 2×10^{-4} である。測定は x 方向速度の y 方向分布形状が中心線 $y = 0$ に関して最も対称となる横方向位置 $z = 20\text{mm}$ において行った。測定には各受感部直径5mm、長さ1mmのX型熱線プローブを用い、その出力電圧は、サンプリング周波数5kHzで、約52秒間サンプリングされた。これは板振動時には、振動の約260周期分に相当する。測定は $y \geq 0$ の範囲で行った。本研究では平均速度分布形状が相似となるまでの $x/h \leq 10$ 及び十分相似となる $x/h = 20$ の結果を示す。

3. 実験結果及び考察

3・1 振動攪乱による平均量の変化

本節では平均量の振動による影響を考察する。以後の各速度分布における記号一覧は表1に示す。

Table 1 Symbols in Fig. 3 – 6, 8 – 10 and 12 – 16.

symbol	x/h	symbol	x/h	symbol	x/h
$\triangle$	0.5	∇	4	$\diamond$	10
$\blacktriangle$	1	$\blacktriangledown$	5	$\blacklozenge$	20
$\blacktriangle$	1.5	$\blacktriangledown$	6		
$\circ$	2	$\square$	7		
$\bullet$	2.5	$\blacksquare$	8		
$\bullet$	3	$\blacksquare$	9

Fig. 3 Mean velocity profiles in the streamwise component.

Fig. 4 Mean velocity profiles in the streamwise component with the similarity coordinates.

Fig. 5 Mean velocity profiles in the normal component.

Fig. 6 Mean velocity profiles in the normal component with the similarity coordinates.

図3は流れ方向平均速度分布を示す。ノズル出口速度 U_0 で無次元化した値が1のポテンシャルコア領域は、静止時は $x/h \simeq 3$ まで、振動時は2まで存続し、板振動によってポテンシャルコアの消滅が早まることがわかる。

また外端以遠($y/(h/2) > 1$)の速度増加は振動時が静止時よりも早まる．すなわち 0.25mm という小振幅の板振動でも噴流の混合を促進することが可能である．

図4には乱流自己保存の理論式⁽³⁷⁾に、後の図7に実線で描かれている半値幅の実験式 $b = 0.13(x - x_0)$, x_0 は仮想原点、を代入して得た式を実線で描いてある．静止時、振動時いずれもポテンシャルコアが消滅してからかなり下流の $x/h = 10$ から合う．

図5は垂直方向平均速度分布を示す．静止時は初めノズル外端($y/(h/2) = 1$)付近の狭い範囲内でのみ分布しているが、ポテンシャルコアの縮小に伴ってノズル中心付近にまで値をもつようになるとともにその最大値は減少する．

図6には V の自己保存の理論式との比較を示す．自己保存の理論値が正值となる領域、 $0 < y/b < 1$ では、本実験値は理論値と、静止時では $x/h = 20$ において、また振動時では $x/h = 10$ において合う．周辺部では自己保存の式では大きく負値となるが、実験値は0に近づく．この差は、実験では存在する噴流界面が自己保存理論式では考慮されておらず、無限に噴流領域が続くと仮定されているためと考えられる．この界面付近の取り扱いについては、確定した考えはないようである⁽³⁸⁾．

図7は半値幅と渦度厚さの下流方向変化である．最初はポテンシャルコアの存在のために、平均速度勾配 $\partial U / \partial y$ はノズル外端付近のきわめて狭い範囲に限られるので、半値幅はノズル外端付近に位置するが、次第にポテンシャルコアが縮小して混合層域が増大することに伴って、半値幅は外側に広がる．振動時の方が増加は早い．しかし最終的には、静止時と振動時の違いがなくなる．

渦度厚さは、 $U_m / (\partial U / \partial y)_{\max}$ から求めた．ここで $(\partial U / \partial y)_{\max}$ は局所の x/h における平均速度勾配の最大値である．最初は渦度厚さは小さいが、次第にポテンシャルコアの縮小すなわち混合層域の増大に従い速度勾配の範囲が増大して渦度厚さは増加する．振動時の方が、ポテンシャルコアの縮小は早まるので、渦度厚さの増加も早い．しかし最終的には、静止時と振動時の違いがなくなる．これらの下流方向変化から、加えた振動攪乱は対流不安定で増幅し、下流では安定で減衰し、攪乱の影響は無くなると考えられる．すなわち本流れ場のノイズ増幅器としての作用は永続するわけではない．これは前述したような、突き出し自身による新たな変動が生じないような 0.25mm という小振幅のためである．

3・2 振動攪乱による変動量の変化

混合層の乱流遷移過程では、攪乱が指数関数的に増幅して周期変動（基本波）が出現する線形領域、基本波の高調波や低調波が出現する非線形領域、そして不規則変動が支配する偶然領域が順に発生する⁽³⁹⁾．本節ではこの各領域における変動の増幅の様相や振動による影響を考察する．

図8は流れ方向変動速度の rms 値の分布である．静止時は初め平均速度勾配 $\partial U / \partial y$ のあるノズル外端付近のみでわずかに変動があるが、下流に行くと急激に増加する．この増加は振動時の方が上流側から発生する．詳細

Fig. 7 Half-width and vorticity thickness.

Fig. 8 Distributions of the fluctuating velocity component in the streamwise direction.

Fig. 9 Distributions of the fluctuating velocity component in the normal direction.

Fig. 10 Distributions of Reynolds shear stress component.

は後の図 11 で考察する. またポテンシャルコアの減少に伴いノズル中心付近でも変動が増加する. この増加はい

ったんオーバーシュートするまで続くが下流ではやや減少する。最終的な値は静止時と振動時はほぼ同じである。

図9は垂直方向変動速度分布である。流れ方向と同様に下流に行くと変動が増加し、振動時の方が静止時よりも増加が早い。ノズル直後は流れ方向成分よりも値が大きい但最终的な値は流れ方向成分よりも小さい。

図10はレイノルズせん断応力分布である。振動時はいったんオーバーシュートして下流ではやや減少する。

このような変動の下流成長を調べるために、図8, 9に示した u' と v' の y 方向分布における、各 x/h における最大値 u'_{max} と v'_{max} の x 方向分布を図11に示す。静止時は、流れ方向成分、垂直方向成分共に $x/h \leq 3$ において図11上で直線であり、変動速度が指数的に成長する。これが本実験の線形領域と判断される。ここでは、流れ方向成分よりも垂直方向成分の方が傾きは大きい。線形領域を過ぎると変動の成長は弱まる。振動時も指数成長領域が $x/h \leq 1.5$ で存在し、変動の増加率は両成分ともそれぞれの静止時に近い値である。

Freymuth は、平行流と仮定したときの微小攪乱の流れの関数 ψ の線形方程式において仮定される指数関数形に従って、rms 値 u' の x 方向成長率を図11のような片対数表示における直線区間の傾きから得た⁽¹¹⁾。さて Freymuth の u' と同様に、 v' の x 方向成長率を求めると u' と同一の式となる。図11において v'_{max} の直線区間の傾きの方が u'_{max} のそれよりも大きいという実験事実はこの理論結果に反する。これは、本流れには平行流近似の仮定が妥当しないことを意味する。そこで本流れの平行流の程度を考える。Chomaz は排除厚さ、運動量厚さまたは渦度厚さなどの、速度分布の典型的な局所長さスケールの流れ方向勾配が1に比べてきわめて小さいときに平行流近似が妥当であると述べている⁽⁹⁾。これに従って本研究では長さスケールとして図7に示した渦度厚さ δ_ω を用いてみると、上述の指数成長範囲における $d\delta_\omega/dx$ は単調に増加するが、最終値は静止時、振動時共に0.1以上となり、やはり平行流とみなすことは困難であろう。非平行流における線形安定理論の微小攪乱の関数形は確定的なものがいまだ示されていないようであるが、本実験と従来の理論の違いの原因は流れの非平行性によるものであろう。なお図11は各 x/h における最大値の x 方向変化を示したが、例えば $y/(h/2) = 1$ という固定した y におけるrms 値の x 方向変化を描いても図11と同様に、流れ方向成分と垂直方向成分の変動成長率は異なり、かつ同方向成分の変動成長率は静止時と振動時で等しくなった。

なお上記線形領域の終点から非線形領域が始まるが、瞬時速度波形から判断した変動が不規則になると判断される位置が非線形領域の終点すなわち偶然領域の始点と考えると、その位置は静止時、振動時において、それぞれ $x/h \approx 15, 10$ となる。

図11に示すように線形領域終点付近では変動速度がかなりの大きさに達しているの、線形理論においては通常無視され得る、攪乱の2乗項に起因する変動エネルギー生成率や対流率は、線形領域中でも意味を持つようになるであろう。式(1), (2)に変動エネルギー $\overline{u'^2}/2$, $\overline{v'^2}/2$ の収支の境界層近似式を記す⁽⁴⁰⁾。ただし式(2)においては、文献(40)において無視されている平均速度 V の x 方向勾配に基づく生成項も記した。これは u , v が規則的でも不規則でも同一形式である。

Fig. 11 Streamwise variation of maximum fluctuating velocities.

$$U \frac{\partial}{\partial x} \frac{\overline{u^2}}{2} + V \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{u^2}}{2} = -\overline{u^2} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \overline{p} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{u^2 v}}{2} + \overline{vu \nabla^2 u} \quad (1)$$

$$U \frac{\partial}{\partial x} \frac{\overline{v^2}}{2} + V \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{v^2}}{2} = -\overline{uv} \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \overline{p} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{v^3}}{2} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{vp}}{\rho} + \overline{vv \nabla^2 v} \quad (2)$$

まず $\overline{u^2}/2$ に関する生成率のうち平均速度の y 方向勾配に基づく項 $-\overline{uv} \partial U / \partial y$ を図 12 に、対流率 2 項の和 $(U \partial / \partial x + V \partial / \partial y)(\overline{u^2}/2)$ を図 13 にそれぞれ示す。示した範囲は非線形領域内の $x/h=6$ までである。 x, y 方向勾配は実験データに基づき求めた。いずれも U_0 と h で無次元化している。なお、生成率のうち x 方向勾配に基づく項は y 方向勾配項に比べて無視できる程度であった。図 12 の生成率は、下流に行くに従って静止時は $x/h=3$ まで、振

Fig. 12 Fluctuating energy production rates in the streamwise component.

Fig. 13 Fluctuating energy convection rates in the streamwise component.

動時は $x/h = 1.5$ まで増加する．これらの位置はそれぞれの場合の変動速度が指数関数的に増加する範囲の終点であり，その後，いずれの場合も生成率分布が急激に変化して非線形領域への移行を示している．

図 13 の対流率は静止時には指数域が終了しても，非線形領域の $x/h = 4$ まで増加する．振動時も同様に非線形領域の $x/h = 2.5$ まで増加する．なお，図には示していないが， u' 自身は静止時，振動時共にさらに下流の $x/h = 8, 6$ までそれぞれ増加した．このため u' の非線形領域での増加は変動エネルギー生成や対流以外の要因が寄与することを示唆しており，攪乱の 3 次元化による成分間の再配分が寄与する可能性もある．

次に $\overline{v'^2}/2$ に関する平均速度の生成率と対流率を図 14, 15 にそれぞれ示す．図 14 の生成率はいずれも非線形領域の，静止時では $x/h = 4$ で，振動時は $x/h = 2.5$ でそれぞれ最大となる．

図 15 の対流率は，静止時は線形領域終点の $x/h = 3$ で，また振動時は非線形領域の $x/h = 2$ で最大になる．なお v' 自身は静止時，振動時共にそれらとほぼ同じ $x/h = 5, 2.5$ でそれぞれ最大となる．このため v' の増加は生成率や対流率が主に寄与すると考えられよう．このような u' と v' の増加の様相の差異についてはこれまで言及されていないようである．

図 16 に，生成率や対流率と並ぶ主要項である変動エネルギー散逸率 ε の分布を示す．これは，通常行われるよう

Fig. 14 Fluctuating energy production rates in the normal component.

Fig. 15 Fluctuating energy convection rates in the normal component.

Fig. 16 Fluctuating energy dissipation rates.

に等方性と凍結乱流を仮定して $15\nu(\partial u/\partial t)^2/U^2$ から求めた。生成率や対流率は図 12～15 に示したように $\overline{u^2}/2$ と $\overline{v^2}/2$ とに分けて示したが、この散逸率のみ乱れエネルギー全成分 $(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$ のものである。静止時では $x/h = 2.5$ で最大になり、振動時では $x/h = 1.5$ で最大になる。すなわち静止時、振動時とも散逸全成分の和が最大になる断面は $\overline{u^2}/2$ の生成のそれとほぼ一致する。いずれの場合も線形領域の終点付近で集中した分布が急変し、最大値が減少している。コルモゴロフスケールの乱流塊寸法 $\eta_k = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ の変化を考えると、この付近で寸法が増加することになり、線形域で発達してきた乱流塊の空間変化がゆるやかになることが想像される。

以上の変動速度成分に関する測定結果は、本実験の小さな局所攪乱が本流れの変動分布に大きな影響を及ぼすことを示している。

4. 結 論

2次元噴流出口に形成される混合層に対し、突き出し自身による新たな攪乱は生じないような小振幅攪乱を局所的に低周波数で励起して、これによる乱流遷移を実験的に調べて、本レイノルズ数の範囲で以下の結論を得た。

(1) 混合層の下流における広がり振動板によって促進することができ、ノズル出口壁面境界層の運動量厚さ程度の振幅でも混合層の広がり促進には有効である。

(2) 本攪乱は対流不安定となって増幅するが、下流では対流的に減衰して静止時との違いはなくなる。

(3) 線形領域における変動速度の流れ方向への成長は、流れ方向成分よりも垂直方向成分の方が大きかった。これを説明するには非平行流に基づく線形安定解析の必要性が示唆された。

(4) 変動エネルギーの流れ方向成分 $\overline{u^2}/2$ に寄与する生成率、対流率及び散逸率は、線形領域終点近くで最大となり下流では減少するが、流れ方向変動速度自身は下流でも増加し続ける。この変動速度の増加には $\overline{u^2}/2$ の生成、対流及び散逸以外の要因が寄与する。これに対して垂直方向変動成分 $\overline{v^2}/2$ に寄与する生成、対流及び散逸は、非線形領域において最大となり、垂直方向変動速度自身もその付近で最大となる。

本研究に際しては、徳島大学、玉谷純二技術専門職員、大崎貴之技術職員、及び当時の徳島大学大学院生、相原淳、新開忠雄、竹内一喜、岡島昌芳、鎌田慎也各氏のご協力を得た。本研究の遂行には名古屋大学、中村育雄名誉教授のご指導を賜った。厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) Durbin, P. and Wu, X., “Transition Beneath Vortical disturbances”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.39 (2007), pp. 107-128.

- (2) ラジャラトナム, 野村安正 訳, 噴流 (1981), pp. 1-310, 森北出版. 社河内敏彦, 噴流工学 (2004), pp. 1-223, 森北出版.
- (3) 社河内敏彦, 噴流工学 (2004), pp. 1-223, 森北出版.
- (4) Schlichting, H. and Gersten, K., *Boundary-Layer Theory, 8th Revised and Enlarged ed.* (2000), p. 652, Springer.
- (5) Huerre, P. and Monkewitz, P.A., “Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 22 (1990), pp. 473-537.
- (6) Huerre, P. and Monkewitz, P.A., “Absolute and Convective Instabilities in Free Shear Layers”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 159 (1985), pp. 151-168.
- (7) Couairon, A. and Chomaz, J.M., “Absolute and Convective Instabilities, Front Velocities and Global Modes in Nonlinear Systems”, *Physica D*, Vol. 108, No. 3 (1997), pp. 236-276.
- (8) Chomaz, J.M., “Transition to Turbulence in Open Flows: What Linear and Fully Nonlinear Local and Global Theories Tell Us”, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 23, No. 2 (2004), pp. 385-399.
- (9) Chomaz, J.M., “Global Instabilities in Spatially Developing Flows: Non-Normality and Nonlinearity”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37 (2005), pp. 357-392.
- (10) Sato, H., “Experimental Investigation on the Transition of Laminar Separated Layer”, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 11, No. 6 (1956), pp. 702-709.
- (11) Freymuth, P., “On Transition in a Separated Laminar Boundary Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 25, Pt. 4 (1966), pp. 683-704.
- (12) Sato, H., “Further Investigation on the Transition of Two-Dimensional Separated Layer at Subsonic Speeds”, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 14, No. 12 (1959), pp. 1797-1810.
- (13) Sato, H., “The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 7 (1960), pp. 53-80.
- (14) Browand, F. K., “An Experimental Investigation of the Instability of an Incompressible, Separated Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 26, Pt. 2 (1966), pp. 281-307.
- (15) Miksad, R. W., “Experiments on the Nonlinear Stages of Free-Shear-Layer Transition”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 56, Pt. 4 (1972), pp. 695-719.
- (16) 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, “音波による噴流構造の制御 (第1報, 励起モードによる噴流構造の相違について)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 54, No. 504 (1988), pp. 1938-1945.
- (17) 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝利, “音波による噴流構造の制御 (第2報, スペクトル分布と速度場の流れ方向変化について)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 54, No. 504 (1988), pp. 1946-1952.
- (18) Hsiao, F.-B. and Huang, J.-M., “Near-Field Flow Structures and Sideband Instabilities of an Initially Laminar Plane Jet”, *Experiments in Fluids*, Vol. 9, No. 1-2 (1990), pp. 2-12.
- (19) Huang, L.-S. and Ho, C.-M., “Small-Scale Transition in a Plane Mixing Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 210 (1990), pp. 475-500.
- (20) 蒔田秀治, 松元毅, 朝倉忠裕, “二次元噴流の遷移過程 (第1報, 渦度分布と渦の移動速度)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 57, No. 539 (1991), pp. 2239-2246.
- (21) 蒔田秀治, 松元毅, 朝倉忠裕, “二次元噴流の遷移過程 (第2報, 多線式煙線法による可視化写真と速度ベクトル図の比較)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 58, No. 555 (1992), pp. 3237-3244.
- (22) Husain, H. and Hussain, F., “Experiments on Subharmonic Resonance in a Shear Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 304 (1995), pp. 343-372.
- (23) 蒔田秀治, 長谷川敏行, 関下信正, “二次元噴流の遷移過程における乱流エネルギーの生成と輸送のメカニズム”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 70, No. 698 (2004), pp. 2507-2514.
- (24) Oster, D. and Wygnanski, I., “The Forced Mixing Layer between Parallel Streams”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 123 (1982), pp. 91-130.
- (25) Gaster, M., Kit, E. and Wygnanski, I., “Large-Scale Structures in a Forced Turbulent Mixing Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 150 (1985), pp. 23-39.

- (26) Weisbrodt, I. and Wygnanski, I., “On Coherent Structures in a Highly Excited Mixing Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 195 (1988), pp. 137-159.
 - (27) Zhou, M. and Wygnanski, I., “The Response of a Mixing Layer Formed between Parallel Streams to a Concomitant Excitation at two Frequencies”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 441 (2001), pp. 139-168.
 - (28) Naka, Y., Tsuboi, K., Kametani, Y., Fukagata, K. and Obi, S., “Near-Field Development of a Turbulent Mixing Layer Periodically Forced by a Bimorph PVDF Film Actuator”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 5, No. 2 (2010), pp. 156-168.
 - (29) 巽友正, 後藤金英, 流れの安定性理論 (1976), pp. 103, 産業図書.
 - (30) 文献(29)の p. 116.
 - (31) Brown, G.L. and Roshko, A., “On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 64, Pt. 4 (1974), pp. 775-816.
 - (32) Moore, C.J., “The Role of Shear-Layer Instability Waves in Jet Exhaust Noise”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 80, Pt. 2 (1977), pp. 321-367.
 - (33) 種子田定俊, 画像から学ぶ流体力学 (1988), pp. 131, 朝倉書店.
 - (34) 栗本直規, 鈴木雄二, 笠木伸英, “マイクロ・アクチュエータ群による同軸二重噴流混合の能動制御”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 70, No. 694 (2004), pp. 1417-1424.
 - (35) 長田孝二, 酒井康彦, 城澤道正, 久保貴, “稼動デルタタブによる軸対称噴流の能動制御の試み (第 1 報, デルタタブを同位相で稼動させた場合の乱流統計量の評価)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 726 (2007), pp. 523-530.
 - (36) 長田孝二, 酒井康彦, 廣森健祐, 久保貴, 小黒祐希, “稼動突起による軸対称噴流の能動制御の試み (突起形状と稼動パターンの違いによる噴流構造の変化)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 75, No. 754 (2009), pp. 1296-1303.
 - (37) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, 7th ed. (1979), p. 746, McGraw-Hill.
 - (38) Pope, S.B., *Turbulent Flows* (2000), p. 137, Cambridge University Press.
 - (39) 佐藤浩, “自由剪断流の層流乱流遷移”, 谷一郎 編, 流体力学の進歩 乱流 (1980), pp. 50, 丸善.
 - (40) Rotta, J.C., “Turbulent Boundary Layers in Incompressible Flow”, Ferri, A., Kuchemann, D. and Sterne, L.H.G. ed., *Progress in Aeronautical Sciences*, (1962), pp. 43, Pergamon Press.
-