2次元噴流出口混合層に及ぼす局所周期攪乱の効果* (攪乱振幅と周波数の影響)

一宮 昌司^{*1}, 三浦 武紘^{*2}, 鎌田 慎也^{*3}

Effect of Local Periodic Disturbance on Mixing Layer Downstream of Two-Dimensional Jet (Effect of Amplitude and Frequency of the Disturbance)

Masashi ICHIMIYA^{*1}, Takehiro MIURA and Shinya KAMADA

^{*1} Institute of Technology and Science, The University of Tokushima
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 the 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 jet. The oscillation frequency was two orders of magnitude smaller than the fundamental frequency of the fluctuating velocity. The oscillating amplitude was double that of a previous report. The oscillating frequency was pseudo-steady and the same as in the previous report, at 5 Hz, and unsteady at 15 Hz. Mean and fluctuating velocity components in the streamwise and normal directions were measured by hot-wire anemometers. As the flow proceeds downstream, the mixing layer entrains the surrounding quiescent fluid. This entrainment is affected by the oscillating frequency rather than the oscillating amplitude. The variation of the streamwise velocity with the oscillating phase is much affected by the oscillating amplitude rather than the oscillating frequency. On the other hand, the variation of the normal velocity is affected by both oscillating amplitude and frequency. For an irregularly fluctuating velocity, a linear region where the velocity grows exponentially first exists. The spatial growth rate in this region is the same between the streamwise and normal components, and does not differ with various oscillating amplitudes and frequencies.

Key Words: Mixing Layer, Transition, Turbulence, Jet, Shear Flow, Oscillating Plate, Periodic Disturbance

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数多く発生するため、古くから研究されている。その中でも壁面の拘束のない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。自由せん断流の乱流遷移過程は壁面せん断流とは異なって、まず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の後に、基本波の高調波や低調波が出現して変動の成長が鈍化する非線形領域が続き、最後に不規則変動が支配して乱流に遷移するというスペクトル進化過程と呼ばれるものである⁽¹⁾。

この自由せん断流の乱流遷移過程の解析は、壁面せん断流と同様に、流れを平行と仮定した線形安定理論によってこれまで行われているが、最近非平行理論が現れ、それによれば混合層の遷移レイノルズ数が平行流解析結果とは異なり妥当な値となることが示されている⁽²⁾⁽³⁾。

自由せん断流の一例である噴流の発達初期には、速度一定のポテンシャルコアと速度勾配をもつ混合層が共存する。この噴流ノズル出口における初期条件が下流の噴流に及ぼす影響の重要性が指摘されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。このよう

* 原稿受付 2013 年 7 月 6 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} 徳島大学大学院

^{*3} 学生員, 徳島大学大学院

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

な混合層や自己保存前の噴流に対して、自然遷移過程の線形領域に発生する基本波と同じ周波数の周期変動を強制的に導入する実験が多く行われてきた。しかし混合層が境界層などと異なって長波長の攪乱に対して不安定であるにもかかわらず⁽⁶⁾、この長波長すなわち基本周波数よりもオーダーが小さい低周波数の攪乱を導入した場合の乱流遷移はあまり調べられていなかった。

低周波攪乱の例として、Taneda は乱流境界層に 20Hz 以下の攪乱を与え、周波数が低いほど下流まで増幅することを示した⁽⁷⁾。Miau らは平板境界層内でフェンス板を 20Hz 以下で振動させている⁽⁸⁾。噴流の例では、宮田らは噴流出口のポテンシャルコア内に 15 及び 27Hz の攪乱を与えた⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。Galea らは 2 次元ノズル出口壁面を 20~75Hz で振動させ⁽¹¹⁾、Badri Narayanan らはノズル出口端面から 20Hz で小板を噴流内に出現させたが⁽¹²⁾、いずれも乱流遷移過程の詳細は測定していない。小板による周期攪乱は、板頂点の剥離による乱れと板振動の乱れが流れに影響を与えるであろう。

著者らは、このような初期条件が重要であることと低周波攪乱の解明が不十分であることをふまえて、2 次元ノズル出口直後の噴流と周囲静止流体との境界に形成される混合層に注目し、ノズル出口に強制的な攪乱を与えた。攪乱として薄い板を基本周波数約 500Hz よりも 2 桁低い 5Hz で流れに垂直に振動させた。また噴流流量は常に一定に保たれ、かつ突き出し自身による新たな攪乱は生じないような 0.25mm という小振幅とした。これまでに平均及び変動速度分布や混合層の広がり方を調べ、主に線形領域における速度変動と変動エネルギーの関連を調べた。また混合層の非平行性が無視できない程度と見積もった⁽¹³⁾。次に線形領域における主流に垂直な方向への遷移の進行や、下流の非線形領域における変動成長の鈍化の要因を検討し、また自由せん断流乱流遷移の測定として佐藤らが提唱していた雑然度⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾の有効性と問題点を指摘した⁽¹⁶⁾。この雑然度の問題点を改善するために、乱流の複雑さをコルモゴロフ複雑さの概念を用いて表わすことも提案し、まず静止時の自然遷移過程にこれを適用してその有効性を示した⁽¹⁷⁾。

それら前報の振幅 0.25mm と周波数 5Hz の攪乱では、ノズル出口直後では混合層の広がりや乱れが促進されたが、攪乱の小振幅と低周波数のために、その影響は長くは続かず、静止時における自然遷移過程よりも上流側から遷移過程が出現しただけであり、十分下流では変動の値は静止時と等しくなった⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾。

以上のように、突き出し自身による新たな攪乱が発生しないような小振幅攪乱が乱流遷移に及ぼす基本的影響は明らかにされたが、さらに流れの初期条件、すなわち本実験の振動板攪乱の場合は振幅と周波数、が乱流遷移に及ぼす影響を明らかにすることは、混合層の乱流遷移過程の詳細を明らかにする上で有益であろう。そこで噴流の流量は一定に保ちながらも、突き出し自身による新たな攪乱が発生するように振幅を大きくした攪乱や、振動周波数のオーダーは基本周波数よりも小さく保ちながらも、非定常性が現れる程度に周波数を増加させた攪乱の影響を調べて、その特性を明らかにすることが望まれる。

そこで本論文では、振幅を前報⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾の 2 倍の 0.5mm に増加させた。また周波数は前報の 5Hz に加えて 3 倍の 15Hz でも行い、5Hz との差異を考察する。これら振幅と周波数の選定理由は 3・1 節で述べる。

流量が周期的に変動する脈動噴流では、ノズル出口からの周期的噴出によって直後に渦輪が形成され、この挙動が主に調べられているが^{(18)~(20)}、本研究はこれらと異なって流量一定の定常噴流においてケルビン-ヘルムホルツ型不安定性によって形成される渦や、その下流の乱流遷移を制御するために、振幅と周波数を変化させたものである。

2. 実験装置及び実験方法

実験装置は前報⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾に示したものと同じで、測定対象は幅 310mm、高さ $h = 10\text{mm}$ の 2 次元ノズル出口 ($x = 0$) の下流に形成される噴流の初期混合層である。読者の便宜のために図 1 に流れ場の上半分および座標系を再掲する。ノズル出口に上下一枚ずつ設置した振動板が、上下それぞれの振幅 (ノズル内への最大突き出し量) $A = 0.5\text{mm}$ で、中心線に関して対称に周波数 $f_e = 5\text{Hz}$ または 15Hz で、流れに垂直に単振動する。2 枚の振動板が、中心線から最も遠ざかった瞬間では、図 1 のように板端面はノズル壁面と同一平面上になり、流路を全く狭めない。この 2 ケースの振動条件を、ノズル出口断面を狭めないように静止させた場合 (静止時) と、 $A = 0.25\text{mm}$ 、 $f_e = 5\text{Hz}$ で対称に単振動させた前報⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾と比較した。合計 4 ケース中で振幅と周波数がそれぞれ最大の $A = 0.5\text{mm}$ 、 $f_e = 15\text{Hz}$ の単振動の最大加速度は 2.2m/s^2 であり、重力加速度の 1/4 以下である。

Fig. 1 Schematic diagram of two-dimensional mixing layer and coordinate system

いずれも振動板静止時のノズル出口直後 ($x=5\text{mm}$) の速度 U_0 とノズル出口高さ h に基づくレイノルズ数を 5000 ($U_0 \doteq 7.5\text{m/s}$) で実験を行なった. このとき板の最大突き出し量 A と f_e 及び U_0 に基づくストローハル数は, 振動 3 ケース (A, f_e) = (0.25mm, 5Hz), (0.5mm, 5Hz), (0.5mm, 15Hz) においてそれぞれ約 2×10^{-4} , 3×10^{-4} , 1×10^{-3} である. 測定には各受感部直径 $5\mu\text{m}$, 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 10kHz で, 約 52 秒間サンプリングされた. これは板振動時 $f_e = 5\text{Hz}$ では振動の約 260 周期分に, $f_e = 15\text{Hz}$ では約 790 周期分に相当する. 測定は垂直方向座標 $y \geq 0$ の範囲で行った. 測定は, ポテンシャルコアが消滅して混合層の自己保存が成立しても十分下流, $x/h \leq 25$ まで行った.

3. 実験結果及び考察

3・1 振動板攪乱の特性

まず初めに本振動板の振幅 (最大突き出し量, 最大変位) と変動速度の関係について説明する. 振動板静止時の, ノズル出口における上下ノズル壁面それぞれの境界層厚さは 約 1.6 mm, 排除厚さは約 0.46 mm である. 前報⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾で行った振幅 0.25mm の振動時の最大変位 0.25mm はこの排除厚さの約半分であり, その値だけノズル内に突き出して静止させたときの変動速度の大きさは, 突き出さずに静止させたときの大きさと変わらなかった. すなわち板端面の剥離による変動は無視できた. これに対して本研究は, 突き出して静止しているときの, 板端面の剥離による変動速度が無視できないような突き出し量を振幅とした板振動を扱う. この変動速度の詳細を図 2 に示す. 図 2 は $x/h = 0.5$ における流れ方向変動速度の時間平均した rms 値 u' の y 方向分布である. 垂直方向距離 y はノズル出口の半幅 $h/2$ ($= 5\text{mm}$) で無次元化し, また変動速度 u' は板を突き出さない時のノズル出口速度 U_0 で無次元化して示す. 図 2 中の黒, 青, 緑, 赤色の○印は, ノズル内にそれぞれ 0, 0.18, 0.25, 0.5mm 突き出して静止させたときの分布である. 突き出し量が 0, 0.18, 0.25mm のときは 3 つの変動速度分布はほぼ重なる. これに対して突き出し量を排除厚さと同程度の 0.5mm にしたとき (赤○印) は変動速度が他の 3 分布よりも大きく, 板端面の剥離による変動が無視できない大きさであることがわかる. また突き出し量の増加と共に, 変動速度が最大となる位置が中心 ($y=0$) 寄りになる. 突き出し量が 0.5mm の板端面位置は $y/(h/2) = 0.9$ である.

図 2 中には, 振幅 $A = 0.25\text{mm}$, 周波数 $f_e = 5\text{Hz}$ で振動させたときの分布も緑●印で示すが, 静止させた分布よりも $0.8 < y/(h/2) < 1.05$ において値は 1 桁大きく, 板振動が誘起する変動の方がかなり大きいことがわかる. 図 2 には載せていないが, $A = 0.5\text{mm}$ における $f_e = 5\text{Hz}$ と 15Hz の振動時の変動速度も, 同様に大きなものであった. そこで本論文では 1 枚の振動板の振幅 A を 0.5mm として, $A = 0.25\text{mm}$ の前報⁽¹³⁾⁽¹⁶⁾と比較することにした. 変動速度の振動振幅や周波数による差異については 3・3 節で詳しく考察する.

次に板振動時の各位相における位相平均速度を, その瞬間の突き出し量を等しくして静止させたときの時間平均速度と比較し, 板振動の擬定常性または非定常性を調べる. 図 3 は $x/h = 0.5$ における振動時のうち, 代表として 4 位相 $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ において, 位相平均した流れ方向平均速度 $U + \langle u \rangle(\theta)$ (▲印) を, その瞬間の突き出し量は等しくして静止させたときの流れ方向時間平均速度 U (○印または●印) と比較したものである. ここで $\langle * \rangle(\theta)$ は*の位相 θ における位相平均値を表わし, 流れ方向瞬時速度 $\tilde{u}(t) = U + u(t)$ ($U, u(t)$ は時間平均速

Fig. 2 Fluctuating velocity between various displacements of oscillating plates, $x/h = 0.5$

Fig. 3 Phase-averaged streamwise velocities compared with same displacement in stationary state, $x/h = 0.5$; (a) $A = 0.25$ mm, $f_e = 5$ Hz; (b) $A = 0.5$ mm, $f_e = 5$ Hz; (c) $A = 0.5$ mm, $f_e = 15$ Hz

度とそれからの変動速度)を位相平均すると $\langle \tilde{u} \rangle(\theta) = \langle U + u \rangle(\theta) = \langle U \rangle(\theta) + \langle u \rangle(\theta) = U + \langle u \rangle(\theta)$ となる。なお瞬時速度 $\tilde{u}(t)$ とその位相平均速度 $U + \langle u \rangle(\theta)$ との差を不規則変動速度と呼び、 $\hat{u}(t)$ と記す。 $\theta = 0^\circ$ は振動板がまったくノズル内に突き出していない位相であり、 $\theta = 180^\circ$ は振動板が最もノズル内に(0.25mmまたは0.5mmだけ)突き出した位相である。図3(a)の振幅0.25mmの位相 $\theta = 90^\circ$ と 270° のみ、その瞬間と等しい突き出し量0.125mmで静止させた分布の代わりに、突き出し量0mm(○印)と0.18mm(●印)の静止時分布を示す。

$A = 0.25$ mm(図3(a))と $A = 0.5$ mm, $f_e = 5$ Hz(図3(b))では、位相平均値とそれと突き出し量が等しい静止時の時間平均値はほぼ一致しており、突き出し量が等しければ、平均速度分布形状が等しい。すなわち振動板の運動状態にかかわらず、突き出し量のみによって分布形状が決定されることになり、擬似的に静止(定常)状態とみなすことができる。これを擬定常的な振動と呼ぶことにする。これに対して $A = 0.5$ mm, $f_e = 15$ Hz(図3(c))では、位相平均値とそれと突き出し量が等しい静止時の時間平均値は一致していない。すなわち擬似的にも定常状態とはみせず、非定常的に振動していることになる。これは高い振動周波数に伴う振動板の大きな速度と加速度が非定常性を生じさせたことを意味する。このように同じ振幅0.5mmでも擬定常的な周波数5Hzと非定常的な周波数15Hzで本実験は行われている。位相平均値とそれと突き出し量が等しい静止時の時間平均値の差異が最大なのは $\theta = 90^\circ$ すなわち板がノズル内へ突き出す速度が最大のときである。

$A = 0.5$ mmの2ケース(図3(b), (c))においては、板が最もノズル内に突き出した $\theta = 180^\circ$ においては、中心近くの速度一定領域であるポテンシャルコアでは、 $(U + \langle u \rangle)/U_0$ は1よりも大きい。これは振動板が上下から0.5mmずつノズル内に突き出してきて、流路断面積が最も縮小するからである。これに対して $\theta = 180^\circ$ の $0.8 < y/(h/2) < 1.0$ での速度は、同じ $y/(h/2)$ の範囲の $\theta = 0^\circ$ の速度よりも少し小さい。これは振動板のノズル端面からの0.5mmの突き出しが付近の流れを妨げるためである。このように位相 θ が変化するとノズル内でも速度が増速する $y/(h/2)$ の領域と逆に減速する領域がある。そこで各位相における速度をノズル内にわたって y 方向に積分して求めた各位相における流量 $Q + \langle q \rangle(\theta)$ と、時間平均流量すなわち時間平均速度に基づく流量 Q との比を求めてみた。

Fig. 4 Mean velocity profiles in the streamwise component; (a) stationary; (b) $A = 0.25$ mm, $f_e = 5$ Hz; (c) $A = 0.5$ mm, $f_e = 5$ Hz; (d) $A = 0.5$ mm, $f_e = 15$ Hz

するとこの比は、 $0^\circ \leq \theta < 360^\circ$ にわたり、 $A = 0.25$ mm では 1 ± 0.01 以内、 $A = 0.5$ mm では 2 ケースとも 1 ± 0.02 以内に収まっており、流量は位相にかかわらずほぼ一定に保たれると判断できた。

このように流量が常に一定な条件下で、静止時における板端面の剥離による変動が無視できる突き出し量 0.25 mm と無視できない突き出し量 0.5 mm をそれぞれ振幅としたときの特性の差異、また擬定常な周波数 5 Hz と非定常な周波数 15 Hz の特性の差異を次節以降で考察する。本研究は、流量一定及び振動周波数は基本周波数よりも小オーダーという条件下で、振幅や周波数を変化させたものである。

3・2 時間平均量

本節では時間平均量について述べる。図 4 は静止時及び 3 ケースの振動時における流れ方向時間平均速度分布を示す。また $0 \leq y/(h/2) \leq 0.5$ 、 $U/U_0 \approx 1$ の範囲を拡大して各図中に示す。静止時 (図 4(a)) 及び $A = 0.25$ mm 振動時 (図 4(b)) は一部の分布を前報⁽¹³⁾でも示したが、断面や $y/(h/2)$ の範囲を増やして再掲する。

$A = 0.5$ mm 振動時 (図 4(c), (d)) では振動板のノズル内への周期的な突き出し量が大きいために、中心 $y/(h/2) = 0$ 近くでは静止時よりも時間平均的にも増速して U/U_0 が 1 よりも大きい。ノズルからまだ下流に進んでいないうちは、この中心近くでは、速度が y 方向に一定なポテンシャルコアが存在するが、下流に行くとそのポテンシャルコア内の速度は減少し始め、いずれポテンシャルコアは消滅する。ポテンシャルコアが存在する範囲を、局所の x/h における中心速度 U_m が、その振動状態における $x/h = 0.5$ の中心速度 ($x/h = 0.5$ の U_m) の 0.995 倍以内である範囲と定義するなら、4 ケース(a), (b), (c), (d)それぞれの範囲は $x/h \leq 3, 2, 2, 2$ となる。これは図 5 からわかる。図 5 は局所の x/h における中心速度と、板を振動させないときの $x/h = 0.5$ の中心速度 U_0 との比である。いずれの条件でも十分下流において $x^{0.5}$ に従い、噴流の自己保存が成立する。ノズル出口直後の拡大図 (図 5(b)) からよくわかるように、 $A = 0.5$ mm 振動時の 2 ケースにおいては U_m/U_0 は $x/h < 5$ で 1 を越えている。これは図 4(c), (d)でも述べたように板突き出しによる流路面積の縮小のためである。そこで $A = 0.5$ mm の 2 ケースの近似線である橙実線と赤実線の分布を、 $x/h = 0.5$ における自身の U_m/U_0 でそれぞれ割ったものを橙破線と赤破線で描く。す

Fig. 5 Streamwise variation of centerline velocity; (a) whole streamwise region; (b) just after nozzle

Fig. 6 Streamwise variation of half-width; (a) whole streamwise region; (b) just after nozzle

ると振動時の U_m/U_0 が 0.995 になる位置は 3 ケース（緑実線，橙破線，赤破線）すべて $x/h \simeq 2$ であり，また 3 ケースの下流における減少率にはあまり差異はないことがわかる。

さてポテンシャルコアが存在する範囲を，中心における速度の一定領域が存続する範囲と定義するなら，図 4 よりその範囲は 4 ケースそれぞれ $x/h \leq 4, 4, 2.5, 2.5$ となる．すなわち振動振幅の 0.25mm から 0.5mm への増加は中心における速度一定領域の消滅を $x/h = 4$ から 2.5 へと早める．しかしどちらの定義でも，振幅一定 0.5mm で周波数を 5Hz から 15Hz へ増加させてもポテンシャルコアの消滅は早まらない。

静止時（図 4(a)）よりも振動時 3 ケースの方は，速度勾配をもった混合層範囲が広がっており，板振動が混合層の拡散を促進している．しかし $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ 振動時（図 4(c)）では $x/h < 5$ において $A = 0.25 \text{ mm}$ 振動時（図 4(b)）よりも混合層範囲が狭いように見える．これは振動板のノズル内への突き出し量が増えたために混合層範囲が中心（ノズル内部）方向に移動したためである．それでも静止時（図 4(a)）よりは混合層は外側に位置する．このことは図 6 の半値幅で詳述する．

$A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 15 \text{ Hz}$ 振動時（図 4(d)）になると $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ 振動時（図 4(c)）よりも同じ $y/(h/2)$ における速度は増加し， $A = 0.25 \text{ mm}$ 振動時（図 4(b)）と同程度になっている．

$6 \leq x/h$ では同じ x/h における振動時の速度分布（図 4(b)～(d)）は振幅や周波数に関わらず一致し，振幅や周波数の差異の影響はなくなる．さらに $20 \leq x/h$ では静止時の速度分布（図 4(a)）とも一致し，振動の影響自体がなくなる．

この速度勾配領域の位置と範囲の指標として， U が局所の x/h の中心速度 U_m の半分となる y の値（半値幅） b と渦度厚さ $\delta_\omega = -U_m/(\partial U/\partial y)_{\max}$ を図 6 と 7 にそれぞれ示す．ここで下付添字 $\max$ は，ある x/h における y 方向分布における最大値を示す．図 6 の半値幅は， $x/h \leq 1$ では静止時（青○印）よりも振動時 3 ケースの方が小さい．これは振動板が中心方向へ周期的に変位するためである．振動時の中でも， $A = 0.25 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ （緑○印）よりも $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ （橙●印）の半値幅の方がより小さく，中心方向への突き出し量の増加によって，混合層がより中心側へ移動することを示す．しかし $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ よりも $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 15 \text{ Hz}$ （赤●印）は半値

Fig. 7 Streamwise variation of vorticity thickness; (a) whole streamwise region; (b) just after nozzle

幅が大きい。これは上述の平均速度の増速によって半値となる y の位置がより外側に移動するからである。半値幅は下流に行くとき増加するが、この増加開始位置は静止時($x/h=2.5$)よりも振動時3ケース($x/h=1$)の方が上流にあり、3ケース間の差異はない。そして $x/h \approx 2.5$ では振動時の半値幅はいずれも静止時よりも大きくなり、振動が混合層を外側へ変位させることがわかる。このように半値幅が大きくなった後は、振動時3ケース間の大小関係が $2.5 \leq x/h \leq 5$ では変わらず、さらに下流の $6 \leq x/h$ において3ケースの値はほぼ一致し、振幅や周波数の差異は十分下流の平均速度には影響しないことがわかる。また $14 \leq x/h$ においては静止時の半値幅も振動時3ケースと一致し、本研究で用いた振動振幅と周波数では、これらが半値幅に及ぼす影響は十分下流では消滅することがわかる。

図7の渦度厚さは、 $x/h \leq 1$ では静止時よりも振動時3ケースの方がわずかに大きく、板振動によって混合層すなわち速度勾配領域が広がることがわかる。渦度厚さは下流に行くとき増加するが、この増加開始位置は静止時($x/h=2.5$)よりも振動時3ケース($x/h=1$)の方が上流にあり、振動時3ケース間の差異はない。 $1 \leq x/h \leq 3$ では渦度厚さは $A=0.5\text{ mm}, f_e=15\text{ Hz}$ が最も大きく、振幅と周波数が拡散促進に影響することがわかる。 $x/h=3$ ではそれは $A=0.5\text{ mm}, f_e=5\text{ Hz}$ と等しくなるが、図6の半値幅はまだ $f_e=15\text{ Hz}$ の方が大きく U が $f_e=5\text{ Hz}$ よりも増速しているため、周波数の差異の影響はここではまだ消滅していないと判断される。 $6 \leq x/h$ において半値幅と同様に渦度厚さは、振動時3ケースの値はほぼ一致し、突き出し量や周波数の差異は消滅する。すなわち $A=0.5\text{ mm}$ の $f_e=5\text{ Hz}$ と 15 Hz は、図7の渦度厚さからわかるように平均速度勾配が $x/h=3$ において一致し、図6の半値幅からわかるように下流の $x/h=6$ において平均速度分布まで完全に一致する。 $14 \leq x/h$ においては、半値幅と同様に渦度厚さは静止時と振動時3ケースが一致し、本研究で用いた振動振幅と周波数では、これらが渦度厚さに及ぼす影響は消滅することがわかる。本振動板は自身の垂直方向振動と、流路断面積の周期的変化によって、垂直方向と流れ方向速度の周期的変化を発生させる。ケルビン-ヘルムホルツ型不安定性によって形成される渦をその速度変化が刺激して、その合併や下流での乱流化を促進するものであるが、流量が一定に保たれるような本実験の振動振幅では、その影響は局所的な範囲にとどまる。

上記の振動時3ケース間の差異がある $x/h < 6$ において、振幅や周波数の影響を考察する。図6において述べたように $A=0.5\text{ mm}, f_e=15\text{ Hz}$ が $A=0.5\text{ mm}, f_e=5\text{ Hz}$ よりも $x/h < 6$ において半値幅が大きいのは時間平均速度の増速による。これは噴流領域内に取り込まれる流量が反映すると思われるので、取り込まれる流量 Q 、単位時間当たりの運動量 M 及び単位時間当たりの運動エネルギー E を、時間平均速度分布を積分して求めた。これらは奥行き単位幅の噴流では以下のように与えられる。

$$Q = \int_0^\infty U dy, \quad M = \rho \int_0^\infty U^2 dy, \quad E = \frac{1}{2} \rho \int_0^\infty U^3 dy \quad (1)$$

ここで ρ は空気密度である。これらをトップハット型(矩形)速度分布すなわちノズル内の $0 \leq y/(h/2) < 1$ では $U=U_0$ 、ノズル外の $1 \leq y/(h/2)$ では $U=0$ であるような分布におけるそれら Q, M, E でそれぞれ無次元化したもの

Fig. 8 Streamwise variation of flow rate (circle), momentum (triangle) and kinetic energy (diamond); (a) whole streamwise region; (b) flow rate just after nozzle

$$\frac{Q}{Q_i} = \frac{1}{h/2} \int_0^\infty \frac{U}{U_0} dy, \quad \frac{M}{M_i} = \frac{1}{h/2} \int_0^\infty \left(\frac{U}{U_0} \right)^2 dy, \quad \frac{E}{E_i} = \frac{1}{h/2} \int_0^\infty \left(\frac{U}{U_0} \right)^3 dy \quad (2)$$

を図 8 に示す. 流量のノズル直後の拡大図 (図 8(b)) からわかるように, $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 15 \text{ Hz}$ は $A = 0.5 \text{ mm}, f_e = 5 \text{ Hz}$ よりも $x/h \leq 5$ において流量が多く, やはり板の高周波振動によって取り込まれる周囲流体の流量が多い. これによって速度勾配領域が外側に広がって, 半値幅が増加することがわかった. また運動量 M は多少の変動はあるが下流でも一定に保たれ, 運動エネルギー E は下流に行くと減少している.

3・3 変動量

板振動時における本流れ場の速度変化の例として, ノズル出口直後の $x/h = 0.5$ と 1 において, 流れ方向と垂直方向の時間平均速度からの変動 (時間変動速度) u, v (緑, 橙及び赤の細線) と, それらの位相平均結果すなわち位相変動速度 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ (黒太線) の波形を図 9 に示す. 位相変動速度は 1 位相すなわち 360° にわたって示し, 時間変動速度は 1 位相分の時間すなわち 1 周期 T ($f_e = 5 \text{ Hz}$ では 0.2 s , 15 Hz では約 0.067 s) にわたり示した. 描いた y の位置は, 各 x/h , 各振動条件における時間変動 rms 値 u' または v' の y 方向分布において, u' や v' が最大となる y である. $x/h = 0.5$ では流れ方向 (図 9(a)~(c)), 垂直方向 (図 9(d)~(f)) 成分共に位相による変化 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ (黒太線) はきれいな正弦関数的変化をしており, その上に乗った不規則変動速度 $\hat{u}, \hat{v}$, すなわち時間変動速度 u, v (緑, 橙及び赤の細線) と, 位相変動速度 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ (黒太線) の差 (これは瞬時速度 $\tilde{u}, \tilde{v}$ と位相平均速度 $U + \langle u \rangle, V + \langle v \rangle$ の差に等しい) は小さい. 位相による変化を成分間で比較すると, 流れ方向成分 $\langle u \rangle$ の方が垂直方向成分 $\langle v \rangle$ よりもかなり大きい. これは図 3 で述べたように, 振動板の突き出しによる 1 周期中の断面積の増減とノズル壁面付近の流れの障害が, 流れ方向速度成分に直接影響するためである. $x/h = 1$ になると, 流れ方向成分 (図 9(g)~(i)), 垂直方向成分 (図 9(j)~(l)) 共に, 位相による変化 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ は正弦関数からくずれ始め, 一方不規則変動は増加する. 図は示さないが, さらに下流に行くと位相による変化はさらにくずれ, 不規則変動はさらに増加する. このような位相による速度変化やその上に乗った不規則変動速度の下流への変化, またそれらの板振動の振幅や周波数による差異をこれから詳しく見て行く.

まず周期変動すなわち位相変化による変動について述べる. 前述のように位相変動速度 $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ は下流に行くと波形がくずれるが, 値自体が常に 0 になるわけではない. そのため位相による変化の大きさを定量的に表示するには, $\langle u \rangle, \langle v \rangle$ の振幅を用いるよりも, 速度変動の周期性の強さを表すパワースペクトル密度関数の, 振動周波数 f_e における値を用いる方がふさわしい. そこでこれを図 10 に示す. 図 10 では, パワースペクトル密度関数に, 周波数計算の間隔 Δf をかけてから, その平方根 u'_e, v'_e を求めた. これは振動周波数 f_e の u', v' への寄与に相当する. 各 x/h においては時間変動 rms 値 u', v' の y 方向分布において最大となる y の位置において, これを示す.

Fig. 9 Fluctuating velocity signals from time-averaged velocity (green, orange and red thin lines) and their ensemble-averaged velocity (black thick lines); (a)-(c) $x/h=0.5$, streamwise component; (d)-(f) $x/h=0.5$, normal component; (g)-(i) $x/h=1$, streamwise component; (j)-(l) $x/h=1$, normal component; green thin line, $A=0.25$ mm, $f_e=5$ Hz; orange thin line, $A=0.5$ mm, $f_e=5$ Hz; red thin line, $A=0.5$ mm, $f_e=15$ Hz

Fig. 10 Fluctuating velocity with plate oscillating frequency

まず流れ方向成分 u'_e は、ノズル出口直後 $x/h \leq 3$ では振幅 $A=0.5$ mm の 2 ケース (橙●印, 赤●印) が $A=0.25$ mm (緑●印) よりも大きく、 $A=0.5$ mm の 2 ケース間では周波数 f_e による差異は小さい。すなわち位相による変化の大きさは、板振動の振幅の影響を大きく受けるが振動周波数の影響は少ない。3 ケースとも $x/h \leq 3$ では下流に行くと u'_e は減少して、 $3 < x/h$ ではほぼ一定となる。すなわち流れ方向速度が板振動の周波数で周期的に変化する流れ方向範囲は、振幅や周波数によらない。

一方垂直方向成分 v'_e は、 $x/h \leq 3$ では $A = 0.25\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ (緑△印) よりも $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ (橙▲印) の方が大きく、さらに $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 15\text{Hz}$ (赤▲印) の方が大きい。すなわち振動振幅と周波数両方の影響を受ける。 $A = 0.25\text{mm}$ 振動時と $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ 振動時のみがノズル出口直後での値がかなり小さく、下流では増加する。この増加の理由は、下流に行くとき変動の全周波数にわたる増加のために、元々 f_e における周期変動が小さかったこの2ケースも増加するからである。これに対し、元々 f_e における周期変動が大きかった u 成分3ケースと v 成分の $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 15\text{Hz}$ 振動時は、下流に行くとき f_e における周期変動の減衰が直接表れるのである。しかしこの垂直成分も、流れ方向成分と同様に3ケースとも $3 < x/h$ ではほぼ一定となる。なお以上の位相による変動の代表値として用いた図10の値は、周期的な正弦変化が最も明瞭な $x/h = 0.5$ における図9の $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ 波形 (図9(a)~(f)) の片振幅 $\sqrt{2}$ の約1/4であり、値は小さいものの同オーダーである。また図10の $x/h = 0.5$ における v'_e は3ケース共に振動板の単振動における最大速度の約2倍であり、振動板の y 方向速度よりも大きな y 方向速度が混合層内には生じている。

なお前報⁽¹⁶⁾では、 $A = 0.25\text{mm}$ 振動時における振動周波数 f_e の高調波周波数 ($2f_e$) で変動する成分や低調波周波数 ($f_e/2$) で変動する成分の挙動も考察し、それらの出現が振動周波数成分 u'_e , v'_e の出現よりも下流であることを示した。本論文の $A = 0.5\text{mm}$ 振動時においては、ノズル直後から低調波及び高調波周期変動が見られた。しかしその大きさは u'_e , v'_e よりも1桁小さかった。 u'_e , v'_e は図10に示されているように、 $x/h \approx 1.5$ ではかなり減衰しており、低調波及び高調波周期変動も $x/h \approx 1.5$ においていったん減衰するが、 $x/h \approx 4$ において再び増幅した。なお基本周波数 f_0 やその高調波周波数 ($2f_0$) 及び低調波周波数 ($f_0/2$) での速度の周期的変動の分布については、静止時における分布が振動時では上流に移動するが、その移動量や変動の大きさには、振幅や周波数による大きな差異は見られなかった。

次に不規則変動について調べる。この大きさを表すために、1周期を等間隔に分割した500位相 (位相 0.72° おき) に対応する各時刻において、例えば流れ方向成分では瞬時速度 $\tilde{u}(t)$ と位相平均速度 $U + \langle u \rangle(\theta)$ の差、すなわち不規則変動速度 $\hat{u}(t)$ を求めて、これをまず2乗する。次にこれを位相平均して、さらに500位相間の平均を行って最後に平方根をとる。これを不規則変動強度と呼び、次式で表す。

$$u^* = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \{ \tilde{u}(t) - [U + \langle u \rangle(\theta_i)] \}^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \{ u(t) - \langle u \rangle(\theta_i) \}^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \langle \hat{u}^2 \rangle(\theta_i)}, \quad \theta_i = 0.72i^\circ \quad (3)$$

ここで1位相内の分割数 N は500である。これで不規則変動の大きさを表す。位相による変化 $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ が小さければ、 u^* , v^* は通常の時間に対する変動のrms値 u' , v' に極めて近くなる。図11に u^* , v^* の下流方向変化を示す。図11(a)は、流れ方向成分について、各 x/h における時間変動速度 u のrms値 u' の y 方向分布における最大値 $u'_{\max}$ と、その y 位置における u^* を、各 x/h に対して示したものである。 u' (丸印) と u^* (菱形印) の差は $\langle u \rangle$ に正確に等しいわけではないが、 $\langle u \rangle$ が小さければ、 u' と u^* の差は小さい。なお $A = 0.25\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ 振動時の $1.5 \leq x/h \leq 3$ の範囲は位相平均が求められなかった。図11(b)は垂直方向成分 $v'_{\max}$ とその y 位置における v^* の分布である。

まず流れ方向不規則変動強度 u^* (図11(a)) は、ノズル出口直後では図9の波形の u と $\langle u \rangle$ の差すなわち $\hat{u}$ の大きさからわかるように小さいが、 $x/h \leq 5$ の範囲内で下流に行くとき急激に増加する。 $A = 0.5\text{mm}$ 振動時の2ケ

Fig. 11 Time-averaged (circle in (a) or triangle in (b) and solid line in (a) and (b)) and irregularly fluctuating (diamond and broken line in (a) and (b)) velocity component; (a) streamwise component; (b) normal component

ース間を比べると, $f_e = 5\text{Hz}$ よりも 15Hz の方が u^* は大きい. 時間変動 rms 値 u' は, $x/h = 0.5$ では u^* よりもかなり大きい. また $A = 0.5\text{mm}$ 振動時の 2 ケースが $A = 0.25\text{mm}$ よりも大きい. これは図 9 の波形からもわかるように, 位相による変化 $\langle u \rangle$ が $A = 0.5\text{mm}$ 振動時の 2 ケースの方が $A = 0.25\text{mm}$ よりも大きいことを反映している. $x/h = 1$ になると $u'_{\max}$ は $A = 0.25\text{mm}$ は増加し, $A = 0.5\text{mm}$ の 2 ケースは減少する. これは $A = 0.25\text{mm}$ では元々位相による変化が大きくなかったところに, 増加している不規則変動がその上に重畳したために $u'_{\max}$ は増加するのに対し, $A = 0.5\text{mm}$ の 2 ケースは元々位相による変化が大きかったので, $x/h = 1$ ではこの位相変化のくずれによる $\langle u \rangle$ の減少の影響が, 不規則変動の増加を上回るためである. このように $u'_{\max}$ には下流へ行くと位相変化の減衰と不規則変動の増加という正反対の作用の影響を受けるが, 同じ $A = 0.5\text{mm}$ でも, 前述のように不規則変動 u^* が大きい $f_e = 15\text{Hz}$ は, $f_e = 5\text{Hz}$ よりも早い $1 \leq x/h$ において $u'_{\max}$ は増加する. なお振動時の u' は $x/h = 6$ まで増加を続けるが, さらに下流での変化は図 14 で示す. $x/h = 4$ では振動時 3 ケースとも u^* と時間変動 rms 値 $u'_{\max}$ がほぼ一致しており, 位相による変化の影響がほぼ消滅する.

次に図 11(b)の垂直方向成分では, 不規則変動速度 v^* (菱形印) の値は u^* (図 11(a)の菱形印) よりも全体的にやや大きい. これに対して時間変動 rms 値 $v'_{\max}$ (三角印) は流れ方向成分 $u'_{\max}$ (図 11(a)の丸印) とは異なって $x/h = 0.5$ でも小さい. これは図 9 の波形からもわかるように, 位相による変化 $\langle v \rangle$ がかなり小さいからである. なお $x/h = 1$ においては, $A = 0.5\text{mm}, f_e = 5\text{Hz}$ 振動時の方が $A = 0.25\text{mm}, f_e = 5\text{Hz}$ 振動時よりも u^*, v^* が小さいが, u^*, v^* 自身の最大値を示す図 12 において後述するように, どちらの振動ケースもまた両成分共に, 指数関数的に下流に成長しており, 振幅の差異は明白には影響していない.

ここまで速度変動の挙動を, 周期変動 (図 10) と不規則変動 (図 11) に分けて調べてきたが, 次に線形領域すなわち速度変動が指数関数的に成長する範囲内での変動の成長について検討する. 図 12 は, 変動速度の y 方向分布における最大値の x 方向変化を片対数表示したものである. まず図 12(a)~(d)は時間変動の rms 値 $u'_{\max}, v'_{\max}$ の分布である. 図 12(a)の静止時及び図 12(b)の $A = 0.25\text{mm}, f_e = 5\text{Hz}$ 振動時では $u'_{\max}, v'_{\max}$ 共に, 測定値を最小 2 乗近似した実線 ($u'_{\max}$), 破線 ($v'_{\max}$) の直線によく合う区間すなわち線形領域が, それぞれ $x/h \leq 3$ (図 12(a)) と $x/h \leq 1.5$ (図 12(b)) において存在することは前報⁽¹³⁾で述べた. これに対して $A = 0.5\text{mm}, f_e = 5\text{Hz}$ 振動時 (図 12(c)) と $A = 0.5\text{mm}, f_e = 15\text{Hz}$ 振動時 (図 12(d)) は, 流れ方向成分 $u'_{\max}$ は $x/h = 0.5$ から大きくて, 指数関数的に成長していない. これは前述のように, 振動板振幅が大きいために, 位相と共に変化する変動速度 $\langle u \rangle$ が大きいからである.

Fig. 12 Streamwise variation of maximum fluctuating velocities; (a)-(d) fluctuating velocities from time-averaged velocities; (e) fluctuating velocities with fundamental frequency; (f)-(h) irregularly fluctuating velocities; circle, streamwise component; triangle normal component

そこで振動時3ケースは、この $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ 上に乗った不規則変動速度の成長を調べるため、不規則変動強度の y 方向分布における最大値 $u_{\max}^*$, $v_{\max}^*$ の大きさを示す。また静止時は、基本周波数 485Hz で周期変動する変動の大きさ u_0' , v_0' を調べる。このためにパワースペクトル密度の基本周波数における値を用いる。これらの y 方向分布における最大値を図 12(e)~(h)に示す。図 12(e)~(h)中の黒直線は、Michalke の空間成長理論に基づく成長率の最大値である⁽²¹⁾。Michalke は無次元化された理論成長率を、無次元化された角振動数に対して示した。この無次元成長率の最大値 0.2284⁽²¹⁾に対応する本実験の有次元値を得るために、Freymuth が行ったように代表長さを求めた⁽²²⁾。これにはまず静止時の $0.5 \leq x/h \leq 3$ における流れ方向時間平均速度の y 方向分布を $\tanh$ 関数で近似し、代表長さ 1.08mm を得た。図 12(e)~(h)より、4 ケースすべて、流れ方向も垂直方向も直線に一致する区間がある。 $A = 0.25\text{mm}$ (図 12(f)) は測定点が不足しているが、 $x/h \leq 1$ の範囲内では線形成長している。 $A = 0.5\text{mm}$ の2 ケース (図 12(g), (h)) は $x/h \leq 1.5$ で線形成長していることがわかる。すなわち不規則変動速度は指数関数的に成長する線形領域があり、その空間成長率には、速度成分間の差異はなくまた振動振幅や周波数間の差異もない。なお図 12(f)~(h)の不規則変動強度 $u_{\max}^*$, $v_{\max}^*$ は前述のように板振動周波数 f_e に関する位相平均速度からの変動なので、基本周波数 f_0 での周期変動速度 u_0' , v_0' の寄与もこれに含まれるが、 $x/h \leq 1.5$ ではそれらは u_e' , v_e' よりも 1 桁小さいので、大きな影響はないと考えられる。

速度の周期変動や不規則変動の垂直方向への変化を、 $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 15\text{Hz}$ のみについて $x/h = 0.5$ において示す。図 13 は時間変動速度の rms 値 u' , v' , それに対する f_e の寄与 u_e' , v_e' 及び不規則変動強度 u^* , v^* の垂直方向変化である。図 13(a)の流れ方向成分では、中心近くでも u_e' が 0 ではなく、図 9 の波形でも見られたような位相による変化があることを示すが、図 13(b)の垂直方向成分では中心近くでは v_e' は小さく、位相による変化がほとんどない。すなわち流れ方向速度の周期変化は、流路面積の周期的増減や板突き出しによる流れの障害によって生じるから、ほぼすべての垂直方向位置で見られる。これに対して、垂直方向速度の周期的変化が振動板近くでないと見られないということは、この周期的変化が板の垂直方向振動によって直接誘起されることを示す。なおこの垂直方向速度の周期的変化は、下流に行っても中心線 ($y/(h/2) = 0$) 近くには及んでこないことを確認している。また図 13(a)の $y/(h/2) \simeq 0.76$ 及び図 13(b)の $y/(h/2) \simeq 0.9$ において時間変動速度 u' , v' は極小になり、位相変化 u_e' , v_e' も極小になる。このことは、位相が反転する位置すなわち位相変化が消滅する位置において、速度の位相に対する変化分が時間変動に全く寄与せず、時間変動も極小になる⁽²³⁾ことがここでも成立することを意味する。しかし不規則変動強度 u^* , v^* はそのような位相反転の影響を受けない。

図 14 では、さらに下流 $x/h = 25$ までの変化を時間変動 rms 値 u' , v' のみとレイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ について示す。まず $A = 0.25\text{mm}$ 振動時と 2 ケースの 0.5mm 振動時の差異は、 u' (図 14(a)) ではノズル直後の $x/h \leq 1.5$ では見られるが、これは図 9 の波形でも見られるように、位相による周期的変動が 0.5mm では大きいためである。 $2 \leq x/h$ ではこの差異は消滅する。 v' (図 14(b)) では振動時3ケースの分布は全ての x/h の範囲においてほぼ一致する。 $\overline{uv}$ (図 14(c)) では非線形領域に入ってすぐ (静止時は $x/h = 5$, 振動時3ケースは $x/h = 3 \sim 4$) にいったん減少するが、この理由は前報で考察した⁽¹⁶⁾。全体的な傾向は、 u' , v' , $\overline{uv}$ 共に静止時における分布形状が、振動時には上流に $(2 \sim 3)x/h$ だけ移動する。この移動量は、振動の振幅や周波数には関係せず一定である。また分布形状の大きさは $\overline{uv}$ (図 14(c)) が $A = 0.5\text{mm}$, $f_e = 15\text{Hz}$ 振動時のみ静止時よりも大きい。また u' , v' は振動時のどのケースも静止時とほとんど同じである。このことは板端面からの剥離が無視できない突き出し量 0.5mm であっても、時間平均速度分布全体を増加させるものではないことを示す。

Fig. 13 Normal distribution of fluctuation from time-averaged, phase-averaged and irregularly fluctuating velocities; $A = 0.5\text{ mm}$, $f_e = 15\text{ Hz}$, $x/h = 0.5$; (a) streamwise component; (b) normal component

Fig. 14 Fluctuating velocity components and Reynolds shear stress component from time-averaged velocity; (a) streamwise component; (b) normal component; (c) Reynolds shear stress component

Fig. 15 Streamwise variation of maximum fluctuating energy convection and production rates; (a) convection rate in streamwise component, $\{U(\partial/\partial x) + V(\partial/\partial y)\} \overline{u'^2}/2$; (b) production rate in streamwise component $-\overline{uv} \partial U/\partial y$; (c) convection rate in normal component, $\{U(\partial/\partial x) + V(\partial/\partial y)\} \overline{v'^2}/2$; (d) production rate in normal component, $-\overline{v^2} \partial V/\partial y$

3・4 変動エネルギー

前節の変動速度の挙動に影響を与える主要量である変動エネルギーの対流、生成及び散逸率の挙動を調べる。対流率は流れ方向変動エネルギー $\overline{u'^2}/2$ に関するものと垂直方向変動エネルギー $\overline{v'^2}/2$ に関するものに分けて表示する。生成率は、それら2成分に加えてレイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ に関するものも表示する。散逸率は分割しない全成分に関するものを表示する。本節における平均操作はすべて時間平均を意味し、変動とはそれからのずれを意味する。変動エネルギーの位相による変化を検討するためには、位相平均に基づいた生成率や対流率も有効であろうが、本節では全体的な傾向を見る観点から、単純な時間平均に基づき変動エネルギーを求めた。

Fig. 16 Streamwise variation of maximum production rates of Reynolds shear stress component, $-\overline{v^2} \partial U / \partial y$

Fig. 17 Streamwise variation of maximum fluctuating energy dissipation rate

前報では、流れ方向成分、垂直方向成分とも、また生成率、対流率ともに y 方向分布も示したが⁽¹⁶⁾、本論文では各 x/h における y 方向分布の最大値の流れ方向変化のみを図 15 に示す。値にはすべて h/U_0^3 をかけて無次元化している。(a)~(d)の分布はいずれも、静止時は $3 \leq x/h \leq 4$ において、また振動時は $1.5 \leq x/h \leq 2.5$ において最大となるが、これら最大値の大きさは、 $\overline{u^2}/2$ の生成率 (図 15(b)) が最大で、 $\overline{v^2}/2$ の対流率 (図 15(c))、 $\overline{v^2}/2$ の生成率 (図 15(d)) の順に小さくなり、 $\overline{u^2}/2$ の対流率 (図 15(a)) が最小である。

前報では、静止時の分布に比べ、 $A = 0.25\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ 振動時の分布形状は全体的に上流側に移動し、かつ値も増加することを示した⁽¹⁶⁾。これが 2 倍の振幅 $A = 0.5\text{mm}$ になったとき、さらにこの周波数が 3 倍の $f_e = 15\text{Hz}$ になったときの変化についてここでは検討する。まず振幅 0.25mm が 0.5mm に増加したときは、4 種類の分布は上流側へほとんど移動しない。また値は、元々大きい $\overline{u^2}/2$ 生成 (図 15(b))、 $\overline{v^2}/2$ 対流 (図 15(c)) は減少し、元々小さい $\overline{v^2}/2$ 生成 (図 15(d)) と $\overline{u^2}/2$ 対流 (図 15(a)) は増加する。次に、周波数が 5Hz から 15Hz に増加したときは、4 種類の分布は上流側へ移動しない。また値は 4 分布とも全体的に増加する。ゆえに板振動の振幅の増加よりも、振動周波数の増加の方が、変動エネルギー対流率や生成率を増加させることがわかる。

図 16 はレイノルズせん断応力 $\overline{uv}$ の生成率である。これも振幅が 0.25mm から 0.5mm に増加しても分布は上流側へ移動せず値は少し減少する。この周波数が 5Hz から 15Hz に増加すると、分布は上流側へ移動せず、値は少し増加して $A = 0.25\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ の分布とほぼ重なる。これはこの生成率に寄与する垂直方向変動速度 v' (図 14(b)) と平均速度勾配 $\partial U / \partial y$ すなわち渦度厚さ δ_ω (図 7) の、振動時 3 ケース間の振幅と周波数による差異がわずかなものにとどまるためである。

最後に変動エネルギー散逸率について述べる。図 17 はエネルギー散逸率 ε の各 x/h における y 方向分布における最大値の流れ方向変化を示す。 ε は $15\nu \overline{(\partial u / \partial t)^2} / U^2$ から求めた。振幅 0.25mm が 0.5mm に増加すると分布は上流には移動しないが、値はかなり大きくなる。

静止時と $A = 0.25\text{mm}$, $f_e = 5\text{Hz}$ 振動時において、流れ方向変動 rms 値 u' の下流への増加や減少の挙動は、対流率、生成率、散逸率の挙動とは一致しないが、垂直方向 rms 値 v' の方は、対流率、生成率、散逸率の挙動と一致することが前報で示された⁽¹³⁾。本論文の $A = 0.5\text{mm}$ 振動時の 2 ケースにおいては、2 ケースの u' が増加する $x/h \leq 6$ (図 14(a)) においては途中でその成分の対流率 (図 15(a)) や生成率 (図 15(b)) は減少し、散逸率 (図 17) も減少する。これに対して 2 ケースの v' が増加する $x/h \leq 3$ (図 14(b)) においては、その成分の対流率 (図 15(c)) や生成率 (図 15(d)) は、 $x/h \leq 2$ では増加しており、 u' よりも増減の対応はよい。すなわち v' の非線形領域内での増加には対流率や生成率が主に寄与する。

4. 結 論

2次元噴流出口に形成される混合層に、流れに垂直に板が低周波数で振動する攪乱を、局所的にまた噴流流量が常に一定になるように加えた。板端面のノズル内への最大突き出し量 (振幅) は、板端面からの剥離による変

動が無視できる 0.25mm と無視できない 0.5mm とし、周波数は擬定常な 5Hz と非定常な 15Hz とした。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) 振動板の振幅が増加すると、中心付近の速度一定領域の消滅は早まるが、ノズル出口速度と同じ速度領域の消滅は早まらない。これに対して周波数が増加しても中心付近の速度一定領域も、ノズル出口速度と同じ速度領域も、消滅は早まらない。

(2) 振動板を振動させると、板のノズル内への突き出しによって、混合層の位置はノズル直後は静止時よりも中心方向に移動する。しかし下流では板振動による混合の促進のために、混合層は静止時よりも外側に移動し、周波数が高い方が移動量は多い。さらに下流では振幅や周波数の影響はなくなり、最終的には静止時との差異もなくなる。混合層幅は板振動によって静止時よりも早く大きくなる。そして初めは周波数が高いほど幅は大きいですが、その差はいずれなくなり、最終的には静止時との差異もなくなる。

(3) 下流に進むと周囲の静止流体を混合層内に取り込んで、混合層内の流量は増加するが、この取り込みは振動振幅よりも周波数の影響を受ける。

(4) 速度の位相に対する変化の大きさは、流れ方向成分は板振動振幅の影響を受けるが、周波数の影響はあまり受けない。垂直方向成分は振幅と周波数両方の影響を受ける。下流に行くと流れ方向成分の値は減少し、一方垂直方向成分の値は周波数が 15Hz のものは減少するが、他の 2 ケースは増加する。その後両成分とも下流では一定値になるが、この一定値になる流れ方向位置は成分や振動パターンにかかわらない。

(5) 速度の位相変動の上に重畳した不規則変動は、初期は指数関数的に成長するような線形領域が存在する。この領域における空間成長率は、速度の流れ方向成分と垂直方向成分間の差異はなく、また振動振幅や周波数間の差異もない。

(6) 時間に関する変動速度やレイノルズ応力の分布の様相は、振動時は静止時の分布が、より上流に移動した分布形状となる。この上流への移動量は、振動振幅や周波数にはかかわらず同じである。また分布の大きさは、レイノルズ応力のみ、振幅 0.5mm、周波数 15Hz のときは他の 3 ケースよりも大きいですが、流れ方向及び垂直方向変動速度は、振幅や周波数にかかわらず同じである。

(7) 時間に関する変動速度エネルギーやレイノルズ応力に関する対流率や生成率の分布の様相は、振動時は静止時の分布が、より上流に移動した分布形状となる。この上流への移動量は、振動振幅や周波数にはかかわらず同じである。また分布形状の大きさは、振幅にはほとんどかかわらずほぼ一定だが、周波数が非定常な 15Hz のときは他のケースよりも大きい。

本実験には当時の徳島大学学生、高尾侑佑氏、坂井宏志氏及び長野光氏のご協力を得た。また名古屋大学、中村育雄名誉教授からは様々なご示唆をいただいた。厚くお礼申し上げる。

文 献

- (1) 谷一郎編, 流体力学の進歩 乱流 (1980), p. 50, 丸善.
- (2) Garg, V. K., "Spatial Stability of the Non-Parallel Bickley Jet", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 102 (1981), pp. 127-140.
- (3) Bhattacharya, P., Manoharan, M. P., Govindarajan, R. and Narasimha, R., "The Critical Reynolds Number of a Laminar Incompressible Mixing Layer from Minimal Composite Theory", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 565 (2006), pp. 105-114.
- (4) Boersma, B. J., Brethouwer, C., and Nieuwstadt, F. T. M., "A Numerical Investigation on the Effect of the Inflow Conditions on the Self-Similar Region of a Round Jet", *Physics of Fluids*, Vol. 10, Issue 4 (1998), pp. 899-909.
- (5) Mi, J., Nobes, D. S., and Nathan, G. J., "Influence of Jet Exit Conditions on the Passive Scalar Field of an Axisymmetric Free Jet", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 432 (2001), pp. 91-125.
- (6) 巽友正, 後藤金英, 流れの安定性理論 (1976), p. 116, 産業図書.
- (7) Taneda, S., "Visual Observations on the Amplification of Artificial Disturbances in Turbulent Shear Flows", *Physics of Fluids*, Vol. 26, Issue 10 (1983), pp. 2801-2815.
- (8) Miao, J. J., Chen, C. R., and Chou, J. H., "A Vertically Oscillating Plate Disturbing the Development of a Boundary Layer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 298 (1995), pp. 1-22.

- (9) 宮田勝文, 石田徳保, 中村育雄, “ポテンシャルコア中の振動薄板により攪乱を受ける二次元乱流噴流”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 53, No. 491 (1987), pp. 1978-1985.
- (10) Miyata, M., Kurita, N., and Nakamura, I., “Turbulent Plane Jet Excited Mechanically by an Oscillating Thin Plate in the Potential Core”, ed. Durst, F., Launder, B. E., Reynolds, W. C., Schmidt, F. W., and Whitelaw, J. H., *Turbulent Shear Flows 7*, (1991), pp. 209-223, Springer-Verlag.
- (11) Galea, S. C., and Simmons, J. M., “Excitation of a Plane Jet by Periodic Perturbation of the Nozzle Area”, *Proceedings of 8th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Newcastle, N.S.W., Australia*, (1983), pp. 13C.5-13C.8.
- (12) Badri Narayanan, M., A., and Platzer, M. F., “The Mixing Mechanism by Organized Turbulence Structures in a Plane Jet Excited by a Novel Method”, ed. Liepmann, H. W., and Narasimha, R., *Turbulence Management and Relaminarisation, IUTAM Symposium Bangalore, India, 1987*, (1988), pp. 471-484, Springer-Verlag.
- (13) 一宮昌司, 加藤敏宏, 森本努, “2次元噴流出口混合層に及ぼす局所周期攪乱の効果”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 774 (2011), pp. 424-436.
- (14) 谷一郎編, 流体力学の進歩 乱流 (1980), p. 75, 丸善.
- (15) Sato, H., and Saito, H., “Fine-Structure of Energy Spectra of Velocity Fluctuations in the Transition Region of a Two-Dimensional Wake”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 67, Part 3 (1975), pp. 539-559.
- (16) 一宮昌司, 鎌田慎也, 岡島昌芳, 大崎貴之, “2次元噴流出口混合層に及ぼす局所周期攪乱の効果 (乱流遷移過程の空間構造と定量的表示)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 779 (2011), pp. 1457-1471.
- (17) 一宮昌司, 中村育雄, “コルモゴロフ複雑度による乱流のランダムさ表現 (混合層の場合)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 78, No. 788 (2012), pp. 794-810.
- (18) 舟木治郎, 小林大造, 菖蒲和晃, 平田勝哉, “有限振幅で脈動する噴流の時系列連続 PIV 解析”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 74, No. 748 (2008), pp. 2476-2484.
- (19) 赤木富士雄, 奥苑勇生, 安東洋一, 山口住夫, 古川雅人, “脈動噴流による渦輪の形成過程”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 775 (2011), pp. 546-556.
- (20) 池田敏彦, 森豊, 土屋良明, 長澤忠延, 堀越長次, “脈動噴流に関する研究 (可視化による渦の挙動の観察)”, 可視化情報, Vol. 17, No. 67 (1997), pp. 292-297.
- (21) Michalke, A., “On Spatially Growing Disturbances in an Inviscid Shear Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 23, Pt. 3 (1965), pp. 521-544.
- (22) Freymuth, P., “On Transition in a Separated Laminar Boundary Layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 25, Pt. 4 (1966), pp. 683-704.
- (23) Sato, H., “The Stability and Transition of a Two-Dimensional Jet”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 7 (1960), pp. 53-80.