

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

## 音響励振下における拡散火炎内部の分岐噴流の速度分布

## Velocity Profile of Bifurcating Jet inside Diffusion Flame under Acoustic Excitation

鈴木 正太郎\*・梅田 徹・浜谷 朋宏・増田 渉

SUZUKI, Masataro\*, UMEDA, Tohru, HAMATANI, Tomohiro, and MASUDA, Wataru

長岡技術科学大学機械系 〒940-2188 新潟県長岡市上富岡町1603-1  
Nagaoka University of Technology, 1603-1 Kamitomioka, Nagaoka, Niigata 940-2188, Japan

2008年10月20日受付; 2009年1月27日受理/Received 20 October, 2008; Accepted 27 January, 2009

**Abstract** : Measurement of velocity profile of a fuel jet bifurcating inside a diffusion flame under acoustic excitation is conducted by means of particle tracking velocimetry. It is confirmed prior to the detailed examination that the addition of particles to the fuel gas has negligible effect on the behavior of the jet, and that the measured velocity by this method is reasonably accurate. The results indicate that the velocity profile is not altered by the acoustic forcing in the region in which shadowgraphy shows the jet going straight before meandering. This infers that the bifurcating behavior is originated from not the effect of steady streaming but that of linear instability. On the other hand, the velocity profile oscillates synchronically with the acoustic forcing in the region in which the shadowgraphy shows the jet meandering. A qualitative explanation of the bifurcation of the jet is successfully obtained by considering the probability density distribution of the oscillating fuel jet based on the interpretation of the experimental results.

**Key Words** : Velocity measurement, Particle tracking, Methane, Instability

## 1. 序論

火炎に音波を印加すると、その影響で火炎が大きく変化することがある。この音響励振の効果を利用すれば、非接触で燃焼場に変化を与えられることから、新たな燃焼制御の技術に発展させられる可能性がある。

筆者らのグループはこれまで、噴流拡散火炎に側方から音波を印加したとき、一定の条件下で火炎が分岐する現象について研究を行ってきた[1-4]。その結果、火炎の分岐が、内部の燃料噴流の分岐に起因していることがわかってきた。シャドウグラフを用いて燃料噴流を可視化すると、噴流は、ノズルを出てしばらく直進した後にY字状に分岐しており、その分岐への遷移の過程では蛇行を経ていることが確認された[3,4]。

このような興味深い分岐の挙動を理解するためには、なぜ1本の噴流が2本に分離するのか、また、なぜ途中まで直進するのかを把握する必要がある。噴流が分岐するメカニズムの候補としては、線形不安定とステディ・ストリーミングの2つの可能性を挙げることができる[3]が、今のところいずれの確認も得られてはおらず、メカニズムがわ

かっていない状況である。

噴流の分岐は、基本的には流体力学的な現象である。したがって、流れ場を詳細に把握すれば、メカニズムを理解する助けとなると思われる。観察の手法としてこれまで主として用いてきたシャドウグラフは、計測場に平行光を通過させて得られる画像であり、原理的には、光路長の2次微分の分布を示したものである。これは、濃度分布の間接的な情報を示すものであって、流れ場自体を直接示すものではない。音響励振によって流れ場がどのように変化するかを詳細に調べれば、噴流の挙動に関する流体力学的な検討を行うことが可能となり、メカニズム解明の新たな手がかりが得られるはずである。そこで本研究では、拡散火炎内部の速度分布を調べ、得られた結果を基に、分岐のメカニズムに関する検討を行った。

## 2. 実験装置と方法

実験装置は基本的には既報[3,4]と同様であり、それに速度分布の計測のための装置を追加して実験を行った。

速度分布の計測には粒子追跡法を用いた。すなわち、燃料噴流に粒子を添加し、それをトレーサとして速度分布を調べた。概要を図1に示す。トレーサ粒子には、平均粒径

\* Corresponding author. E-mail: szk@nagaokaut.ac.jp

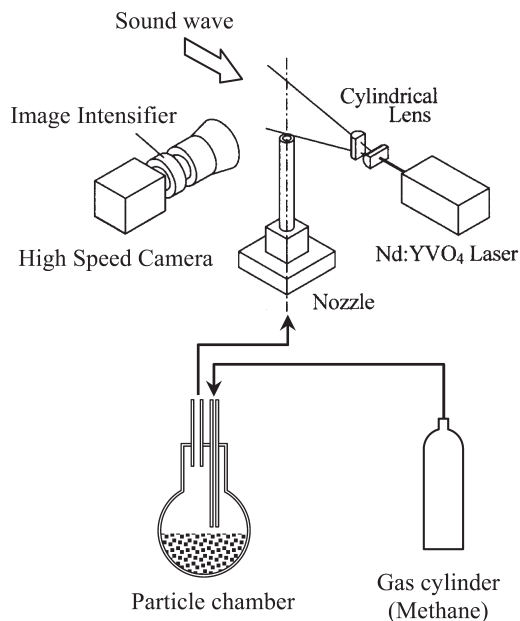


Fig.1 Apparatus for velocity measurement.

65  $\mu\text{m}$  の中空ガラス球 (住友 3M: グラスバブルズ) を使用した。これを入れた粒子容器を、図のように燃料ガス (メタン) のボンベからノズルへの配管の途中に配置して、燃料ガス自体で粒子を巻き上げさせる方法により燃料噴流に粒子を添加した。

燃料噴流を吹き出すノズルは、内径 5 mm もしくは 3 mm の円管とし、その長さを内径の 100 倍として、円管内で流れが十分に発達してノズル出口でハーゲン・ポアズイユ流れとなるようにした。このノズルを鉛直に立てて、鉛直上方に噴流を吹き出させた。なお座標系は、ノズル出口の中心を原点とし、鉛直方向に  $z$ 、音波の進行方向に  $y$ 、それらに直交な方向に  $x$  としている。

トレーサ粒子を可視化するため、出力 200 mW のレーザー光源 (Nd:YVO<sub>4</sub>, 波長 532 nm) からのビームを、シリンドリカル・レンズで広げてシート状にして、測定場に照射して粒子の散乱光を得た。レーザーシートには厚さがあり、その範囲内の粒子が全て観察されることになるので、測定精度を確保するためには、レーザーシートの厚さを、ノズルの内径に対して十分に薄くする必要がある。そこで、光源から出力される直径 1 mm のビームを、1 つめのシリンドリカル・レンズで扇形に広げ、2 つめのシリンドリカル・レンズで厚さを狭めるという手法を用いて、ノズル下流の計測領域で厚さ 0.1 mm、高さ 20 mm となるようにした。

粒子の散乱光は、レーザーシート面の法線方向から、イメージ・インテンシファイア (浜松ホトニクス: C6653) で増幅させて高速度ビデオカメラ (NAC: Hi-Dcam 8000s) により撮影した。撮影速度およびシャッター開放時間はそれぞれ 500 fps および 62.5  $\mu\text{s}$  である。得られた画像 1 枚には、シャッター開放時間のあいだに移動する粒子の軌跡が写る

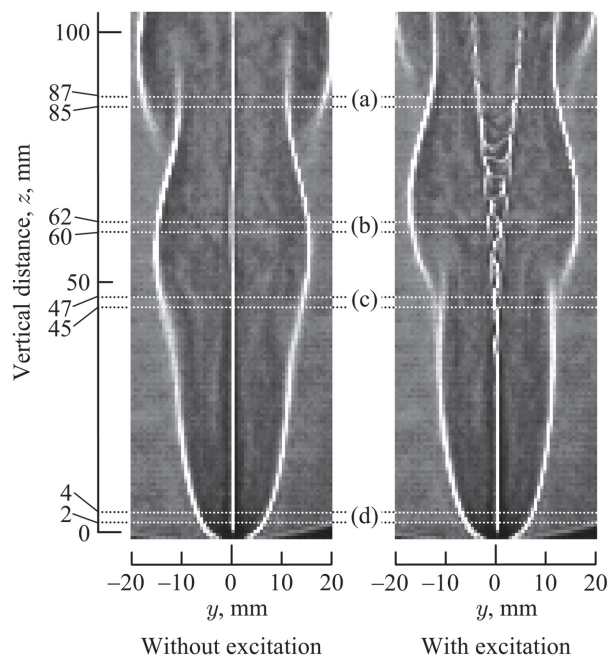


Fig.2 Position of velocity measurement.

ので、開放時間と移動距離から速度を算出することができる。複数の画像から得られる計測値を蓄積することにより速度分布を得た。音響励振時は、ビデオカメラが発するストロボ信号と音波を発するスピーカへの入力信号とに基づいて画像の位相を決定した。位相は、既報と同様の定義であり、燃焼等による密度変化は考慮していないので、噴流の位置における音波の位相とは必ずしも一致せず、その意味では相対的な指標である。

はじめに、燃料噴流に粒子を添加することによる現象への影響、および、粒子追跡法の計測精度を確認した。詳細な観察を行うため、また、計測の空間分解能を高くするために、ノズル径を 5 mm とし、ノズル出口での平均流速を 5 m/s とした。加振時の音波の周波数は、励振現象が顕著に表れる 500 Hz とした。なお、加振時における音波の音圧レベルは全て 110 dB である。まず、シャドウグラフを用いた拡大撮影により、音響励振下における噴流拡散火炎の内部の燃料噴流を観察し、粒子の添加による変化を確認した。さらに、非燃焼・非加振における速度分布をノズル出口付近 ( $3 \text{ mm} \leq z \leq 8 \text{ mm}$ ) で計測し、ハーゲン・ポアズイユの分布と比較することにより、速度計測の精度を確認した。

次に、ノズル径を既報と同様の 3 mm とし、平均流速 10 m/s、周波数 2000 Hz での音響励振下における速度分布の計測を、位相  $90^\circ$  ごとに行った。シャッター開放時間 62.5  $\mu\text{s}$  は音波の位相  $45^\circ$  に相当する。シャッターが開放している期間の中心の位相を計測位相と見なし、その位相が  $0^\circ \pm 10^\circ$  のときを  $0^\circ$  のデータ、 $90^\circ \pm 10^\circ$  のときを  $90^\circ$  のデータ、というようにそれぞれみなして、 $\pm 10^\circ$  の幅でデータの蓄積を行った。計測を行った位置は、図 2 のように、上流側か

ら順に, (d) ノズル出口直後 ( $2 \text{ mm} \leq z \leq 4 \text{ mm}$ ), (c) 蛇行開始付近 ( $45 \text{ mm} \leq z \leq 47 \text{ mm}$ ), (b) 分岐へ遷移しつつある位置 ( $60 \text{ mm} \leq z \leq 62 \text{ mm}$ ), (a) 分岐している位置 ( $85 \text{ mm} \leq z \leq 87 \text{ mm}$ ) の4カ所とした.

### 3. 実験結果

#### 3.1. 粒子添加の影響

音響励振下にある噴流拡散火炎の内部の噴流をシャドウグラフにより可視化し, 粒子添加の有無による比較を行った結果を図3に示す. 高さを  $40 \text{ mm}$  ごとに3つに分割し, 拡大撮影して別々に得た写真を, この図では並べて示している. 図3(a)は粒子を添加していないときで,  $z = 40 \text{ mm}$  程度の高さから蛇行を開始し, 下流に進むにつれて分岐に遷移していく様子が写っている. 一方, 図3(b)は粒子を添加したときの写真で, こちらも(a)と同様の挙動を示しており, これらの写真を見比べる限り, 両者に特段の違いは認められない. また, 肉眼で直接, 火炎を観察しても, 火炎帯付近で熱せられた粒子が発光する様子は観察されたが, 火炎自体の形状には違いは見られなかった. これらのことから, 粒子を添加しても, 音響励振の挙動に影響を与えないことが確認できる.

速度計測の精度を確認するため, 非燃焼・非加振のメタン噴流に粒子を添加して, ノズル出口での速度分布を計測した結果を図4に示す. 図中の黒点は粒子追跡法により計測された速度を示し, 実線はハーゲン・ポアズイユ流れの理論曲線(すなわち放物線)を示す. 両者を比較すると非常に良く一致しており, ノズル出口での速度分布が正確に計測できていることがわかる.

以上の結果より, 粒子添加による流れ場・燃焼場への影響はなく, 流速を十分に正確に計測することができると結論づけられる.

#### 3.2. 音響励振による速度分布の変化

噴流拡散火炎の内部の速度分布を計測した結果を図5に示す. 図の(1)は非加振時の速度分布であり, (2)から(5)までは, 加振時の速度分布を, 音波の位相  $90^\circ$  ごとに示したものである. なお, 音波の進行方向は横軸( $y$ 軸)の正の方向である.

まず計測誤差に着目すると, 非加振時((1)の全て), および加振時の上流側((2)~(5)の(c)および(d))では, 計測点の集合が図上で1本の曲線を描いており, 計測誤差が小さいことがわかる. 一方, 加振時の下流側((2)~(5)の(a)および(b))では分布が帯状になっていて, 特に(a)で計測誤差が大きい. この誤差は, レーザーシート面の法線方向( $x$ 方向)の速度分布に起因すると考えられる. 図5の計測では, レーザーシートを, 現象の対称面( $x = 0$ 面)上に照射し, その面上での速度を調べている. しかし周囲にわずかな擾乱(横風)があれば, それに流されて噴流の中心が  $x = 0$ 面から外れることになる. 図6は, 図5の(a)と同じ  $z =$

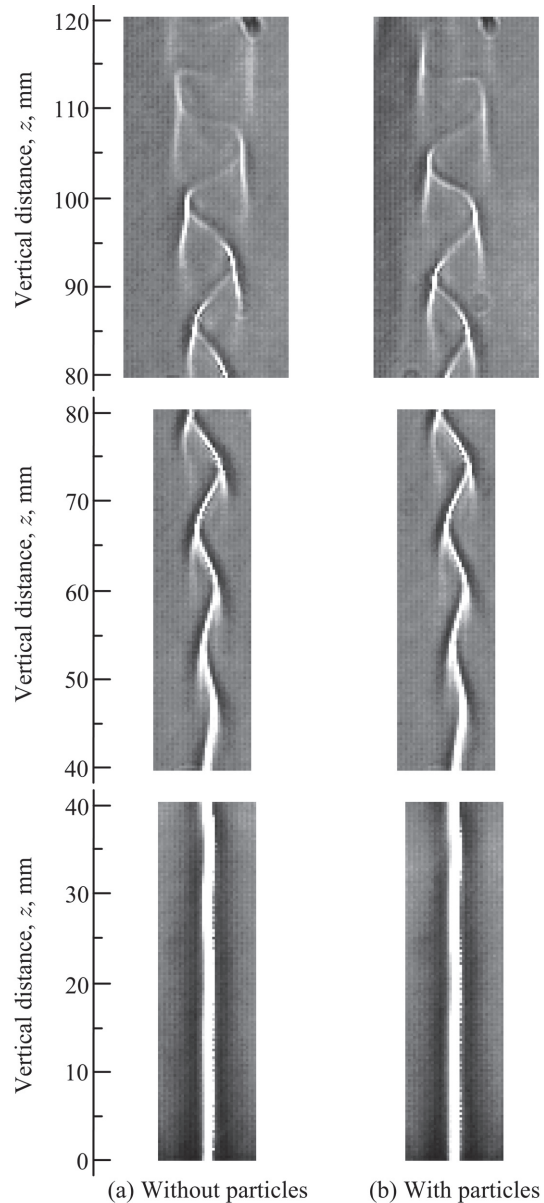


Fig.3 Shadowgraph images of fuel jets inside flames under acoustic excitation: comparison between jets with and without tracer particles.

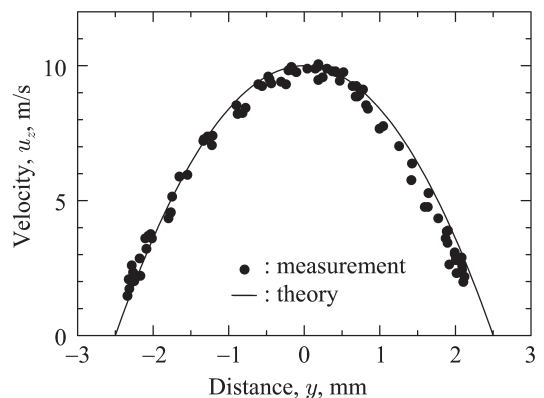


Fig.4 Velocity distribution of cold methane jet ejected from a tube: comparison between particle tracing measurement and the theory.

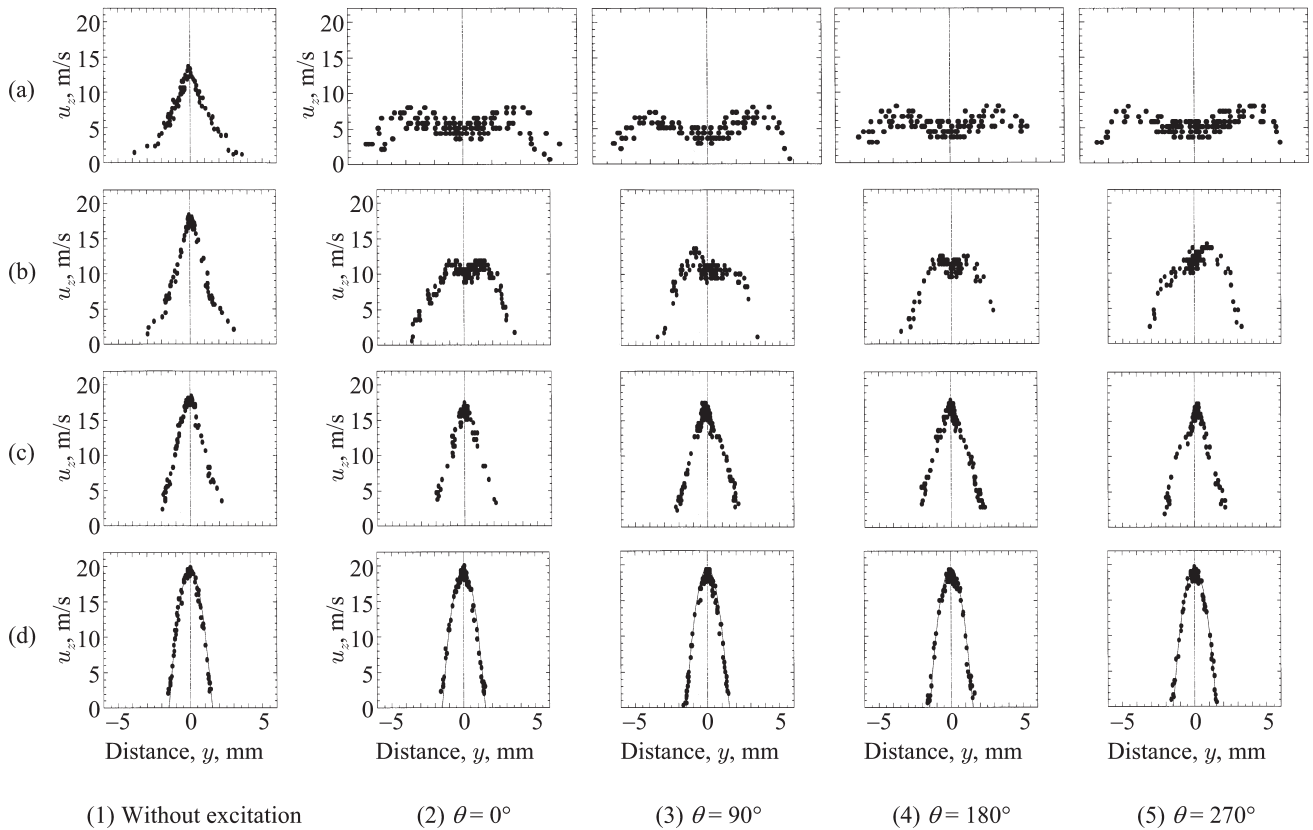


Fig.5 Measured velocity distribution of ascending fuel jet in diffusion flame.  
 (a)  $z = 86$  mm, (b)  $z = 61$  mm, (c)  $z = 46$  mm, (d)  $z = 3$  mm

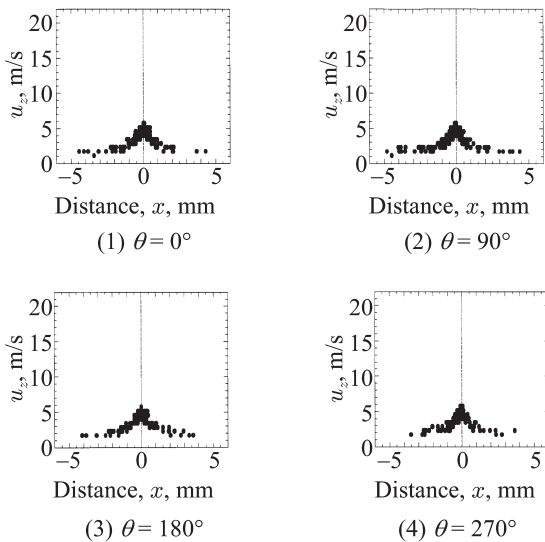


Fig.6 Measured velocity distribution on  $x$ - $z$  plane at  $z = 86$  mm.

86 mm の高さの速度分布を  $x$ - $z$  断面について計測した結果である。この図をみると、 $x = 0$  mm では  $u_z = 5$  m/s、 $x = \pm 0.5$  mm では  $u_z = 3$  m/s 程度となっており、わずか 0.5 mm の位置の変化で 40 % 程度もの速度の変化となる。すなわち、周囲のわずかな擾乱によって噴流の中心が  $x$  方向に 0.5 mm

ずれるだけで、図 5 の (a) 程度の誤差が生じることになる。

また、図 6 の中心 ( $x = 0$ ) での速度が図 5 (a) の中心 ( $y = 0$ ) での速度に比べてやや遅いのは、流れに  $y$  方向成分があるためと考えられる。現象の対称面 ( $x = 0$  面) 上にある粒子は面内を移動する。したがって、レーザーシートを  $x = 0$  面上に照射した計測 (図 5) では、基本的に、粒子の軌跡を正確に捉えられる。一方、 $y = 0$  面上に照射した計測 (図 6) では、位相によっては  $x$  方向の速度成分を粒子が持ちうるため、その軌跡がレーザーシートの厚さの範囲から外れる可能性があり、その場合、計測される速度は実際よりも低くなることになる。いずれにせよ、加振時の計測結果にみられる計測誤差には合理的な理由があり、特に計測方法に問題はないと考えられる。

つぎに速度分布に着目すると、非加振時の速度分布は、ノズル出口直後の (d)  $z = 3$  mm では、図 4 と同様、実線で示すハーゲン・ポアズイユ流れとほぼ一致する分布となっている。そこから下流に進むと、中心軸上に頂点をもつ三角形形状の速度分布に変化している。速度の最大値は、いずれの高さでも中心軸 ( $y = 0$ ) 上にあり、その値は上流側から順に、(d) 20 m/s、(c) 19 m/s、(b) 18 m/s、(a) 14 m/s である。

一方、加振時の速度分布は、ノズル出口直後の (d)  $z = 3$  mm では、いずれの位相でもハーゲン・ポアズイユ流れとほぼ一致しており、非加振時と比べて違いがないようにみ

える。位相による変化もみられない。

それより下流に進んだ, シャドウグラフ上で蛇行が観察され始める高さ (c)  $z = 46$  mm でも, 速度分布の形状自体は非加振時とよく似ている。このことから, この高さまでは加振による変化が非常に小さいことがわかる。ただし, 非加振時との違いを詳細にみると, 速度の最大値が 18 m/s でわずかに小さく, また, 位相による変化も認められる。速度が最大となる位置に着目すると, 位相が  $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$  と進むにつれて, それぞれ  $y = 0.0$  mm,  $-0.2$  mm,  $0.0$  mm,  $0.2$  mm と変化しており, わずかに振動していることがわかる。

さらに下流の (b)  $z = 61$  mm では, 非加振時と比べて, 速度分布の形状が大きく変化する。分布の形状は, 最大値が小さくなる代わりに  $y$  方向へ広がり,  $y = \pm 1$  mm の位置を頂点にしたふたつの山がみられ, 流れがふたつに分離しはじめてるように見える。位相による変化も明確に現れており,  $\theta = 0^\circ$  および  $180^\circ$  では, ほぼ左右対称になっているが,  $90^\circ$  では左側の,  $270^\circ$  では右側の山が, それぞれ高くなっている。

最も下流の位置 (a)  $z = 86$  mm では, さらに変化が大きくなり, 左右の山の頂点は  $y = \pm 4$  mm の位置にまで広がっており, 流れがふたつに分岐している。一方, 位相による変化は顕著にはみられず, いずれの位相でも, ほぼ左右対称の形状であるように見える。

## 4. 考察

### 4.1. 分岐を引き起こす原因

ステディ・ストリーミングは, 周期変動により副次的な流れが生ずる現象である。蛇行・分岐の主原因が仮にステディ・ストリーミングであるとするならば, 音波の周期変動により生ずる副次的な流れがノズル出口直後から存在すると考えるのが自然である。しかし, 今回の実験により得られた図 5 の結果は, ノズル出口の直後から蛇行を開始するまでの直進領域において, 音響励振下にあっても速度分布が変化していないことを示している。すなわち, 直進領域においては, 音波が印加されているにもかかわらず, 副次的な流れが顕在しない。それにも関わらず, 下流側では蛇行・分岐が進行する。上流側では変化がなく, 下流側で急激に変化が起きるということは, 単なるステディ・ストリーミングでは説明しがたい。

一方, 線形不安定は, 上流側で生じた潜在的な微小擾乱が, 下流に進む間に発達し, やがて変化が顕在化する現象である。音波が微小擾乱を引き起こすと考えれば, ある程度下流に進んでから急激に変化が進むことの説明にはなる。このように考えると, 主原因としては, ステディ・ストリーミングよりは線形不安定の方が合理的な説明になるように思われる。

### 4.2. 周期変動と分岐の関係

ノズル出口から下流に離れた, ある高さにおける速度分布のピークの位置  $y_c$  を, その高さにおける噴流の中心軸 (以降では噴流軸と呼ぶ) の位置と見なすことにすると, その位置は, 蛇行がみられる高さにおいて音波と同一の周期で振動している。本実験では 1/4 周期ごとの速度分布のみしか確認していないが, 正弦波の音波により変動が励起されたものであることを考えると,  $y_c$  の変動も正弦振動としてよいように思われる。そこで, 時刻  $t$  における, ある高さでの噴流軸の位置  $y_c(t)$  を,

$$y_c(t) = y_r \cos(2\pi ft) \quad (1)$$

と表す。ここで  $y_r$  および  $f$  は振幅および周波数である。

このような周期変動を前提にすると, 噴流が 2 方向に分岐することは確率密度分布の観点から説明できる。振動 1 周期分の時間  $-1/2f \leq t < 1/2f$  のなかで, 噴流軸の位置  $y_c$  が  $y \leq y_c < y + dy$  (ただし  $|y| \leq y_r$ ) の範囲内にある時間は,

$$-\frac{1}{2\pi f} \arccos \frac{y}{y_r} \leq t < -\frac{1}{2\pi f} \arccos \frac{y+dy}{y_r}, \quad (2a)$$

および,

$$\frac{1}{2\pi f} \arccos \frac{y+dy}{y_r} < t \leq \frac{1}{2\pi f} \arccos \frac{y}{y_r} \quad (2b)$$

である。この範囲の時間の合計  $t_c$  は,

$$t_c = \frac{1}{\pi f} \left( -\arccos \frac{y+dy}{y_r} + \arccos \frac{y}{y_r} \right) \quad (3)$$

となる。したがって, 噴流軸が  $y \leq y_c < y + dy$  の範囲にある確率は, 振動 1 周期分の時間  $1/f$  のうち  $t_c$  の時間を占めることから  $t_c/(1/f)$  と表せる。一方, 噴流軸が  $y$  の位置にあるときの確率密度を  $p(y)$  とすると,  $y \leq y_c < y + dy$  の範囲にある確率は  $p(y)dy$  となる。したがって確率密度  $p(y)$  は,

$$p(y) = \frac{t_c f}{dy} = -\frac{1}{\pi} \frac{1}{dy} \left( \arccos \frac{y+dy}{y_r} - \arccos \frac{y}{y_r} \right) \quad (4)$$

となる。ここで  $dy \rightarrow 0$  の極限をとり微分計算をすることで, 最終的に以下の分布を得る。

$$p(y) = \begin{cases} (|y| \leq y_r): & \frac{1}{\pi(y_r^2 - y^2)^{1/2}} \\ (|y| > y_r): & 0 \end{cases} \quad (5)$$

図 7 にこの分布を示す。この図からわかるように,  $y = \pm y_r$  の 2 点において確率密度は無限大となり, 中央 ( $y = 0$ ) の確率密度が極小となる。

非加振時の速度分布の形状を保ったまま, この確率密度分布に従って単に左右に噴流軸が振動すると考えて速度分布の時間平均を算出すると, 実験結果とよく似た分布の形状を得ることができる。噴流軸の位置が  $y = y_c$  にある瞬間

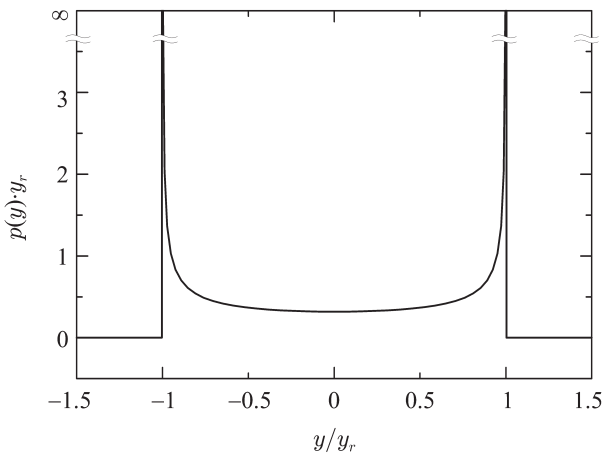


Fig.7 Distribution of probability density  $p(y)$ .

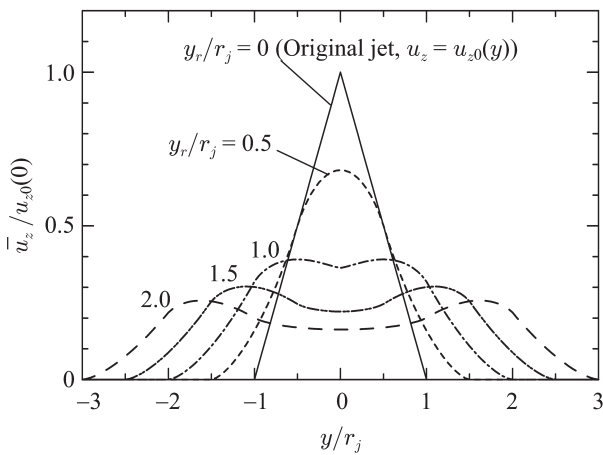


Fig.8 Profiles of time-averaged velocity  $\bar{u}_z$  of triangular jet that is oscillating sinusoidally.

の速度分布を  $u_z(y, y_c)$  とする。この分布の形状を、非加振時の速度分布  $u_{z0}(y)$  が  $y$  方向に  $y_c$  だけ単に平行移動したものであると考えれば、 $u_z(y, y_c) = u_{z0}(y - y_c)$  である。噴流軸の位置が  $y = y_c$  にある確率密度は  $p(y_c)$  であるから、位置  $y$  における時間平均速度  $\bar{u}_z(y)$  は、

$$\bar{u}_z(y) = \int_{-\infty}^{\infty} p(y_c) \cdot u_z(y, y_c) dy_c \quad (6)$$

となる。実験の計測結果 (図 5) をみると、加振時に蛇行・分岐がみられる高さ (a), (b) の位置では、非加振時の速度分布 (1) は、いずれもおおむね三角形状となっている。そこで、この速度分布  $u_{z0}(y)$  を、以下の単純な形状で近似する。

$$u_{z0}(y) = \begin{cases} (|y| \leq r_j): u_{z0}(0) (1 - |y|/r_j) \\ (|y| > r_j): 0 \end{cases} \quad (7)$$

ここで  $r_j$  は噴流の半径である。式 (7), (5) を式 (6) に代入して計算すると時間平均速度  $\bar{u}_z(y)$  を得ることができる。

この計算結果を図 8 に示す。振幅  $y_r$  が大きくなると速度分布のピークが次第に左右に分離していくことが再現され、実験結果 (図 5) の加振時の分布によく似た形状となることがわかる。図 5 で示される速度分布が、時間平均ではなく瞬間の分布であるという点では、式 (7) の速度分布が単に平行移動して振動するという仮定がそもそも現実と合っていない。しかし、現実の流れに粘性が作用することを考えれば、周期変動は下流側に進むほど平均化され、時間平均に近づくと考えられる。図 8 の結果は、非常に単純化して得たものであるため定量性には欠けるが、速度分布がふたつの極値を持ち、噴流がふたつに分岐する傾向を、定性的にはよく示しているように思われる。

### 5. 結論

音響励振により蛇行し分岐する噴流拡散火炎内部の速度分布を調べた結果、以下の実験結果を得た。

- ・噴流が直進する領域では、音響励振下でも速度分布はほとんど変化しない。
- ・蛇行のみられる領域では、音波の位相に同期して、速度分布のピーク位置が振動する。

これらの結果に基づき考察を行った結果、以下の結論を得た。

- ・分岐のメカニズムは、単純にステディ・ストリーミングが主原因だとは考えにくい。
- ・周期変動を前提にすると、噴流が 2 方向に分岐することは確率密度分布の観点から説明できる。

### References

1. 増田 渉, 菱田 学, 堀 貴博, 山根 一洋, 燃焼の科学と技術, Vol.6-4: 263-272 (1999).
2. 菱田 学, 増田 渉, 山根 一洋, 波間 大斉, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.48-558: 213-219 (2000).
3. 鈴木 正太郎, 新子 剛央, 増田 渉, 日本燃焼学会誌, Vol.46-136: 115-121 (2004).
4. Suzuki, M., Atarashi, T., and Masuda, W., *Combust. Sci. & Technol.*, Vol.179-12: 2581-2597 (2007).