

■原著論文／ORIGINAL PAPER■

拡散火炎内部の燃料噴流に対する音響励振の効果
Effects of Acoustic Excitation on Fuel Jet in Diffusion Flame

鈴木 正太郎*・新子 剛央・増田 渉

SUZUKI, Masataro*, ATARASHI, Takao, 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

2003年8月28日受付, 2004年4月22日受理 / Received 28 August, 2003; Accepted 22 April, 2004

Abstract : It has been found in previous studies that a fuel jet in a diffusion flame branches in Y shape under the influence of sound waves propagating transversely across the jet. To explore this effect, the authors have investigated the behavior of a methane jet in a diffusion flame under the effect of acoustic excitation. Shadowgraphy is adopted for the visualization. It is found that the jet injected from a nozzle meanders before it diverges into two branches. The estimated meandering frequencies of the jet correspond to those of sound waves. The behavior of the jet depends on jet velocity, sound frequency, and diameter of the nozzle. For the injecting nozzle of 3 mm in diameter, the greatest influence appears at 10 m/s in velocity and 1500 Hz in frequency. The decrease in velocity and the increase in frequency cause the decrease in the branch angle of the jet. Distinguishable influence is observed under the condition of Re (Reynolds number) ≤ 2300 and St (Strouhal number) ≤ 0.9 . The range in St increases as the diameter of the nozzle increases, whereas the range in Re changes insignificantly.

Key Words : Jet, Diffusion flame, Acoustic excitation, Methane, Branching of jet

1. 序論

気体燃料を燃焼させる方法には、燃料気体と空気をあらかじめ混合させておいてから燃焼させる予混合燃焼方式と、燃料を空気中に吹き込みながら燃焼させる拡散燃焼方式がある。実用燃焼炉には後者の方式を採用するものも多く、拡散燃焼により生じる拡散火炎の性状を把握し、その制御技術を開発することは、実用上きわめて有用である。

火炎を制御して燃焼効率の向上や安定化を行う有効な方法として、火炎の不安定性の性質を利用し、人為的に乱れを引き起こすという手法が考えられる。不安定性の原因としては、

1. 拡散・熱的不安定,
2. 流体力学的不安定,
3. 外力不安定

などが挙げられる[1]。このうち3番目の外力不安定を引き起こす方法として、音響励振、すなわち外部からの音波によって、火炎に対して外力を人為的に与えるという方法を

考えることができる。この方法は、音波という制御しやすい外力を利用するため、もし火炎の制御に使うことができれば、燃焼制御に有用な技術となる可能性がある。

拡散火炎と音波との相互作用についてはこれまでも様々な研究が行われてきている。石野ら[2]は、せん断流中の拡散火炎に側面から音波を加える実験を行い、音響励振の影響で渦構造のスケールが変化し火炎の長さや色が変わるといった結果を得ている。噴流拡散火炎については、燃料ノズルの上流に設置したスピーカーからノズル中心軸方向に音波を当てるといった方法で、多くの研究が行われている。野田ら[3]は火炎の安定化に着目し火炎基部への影響を詳細に調べている。また、Hertzberg[4]は音響励振により火炎の分岐が間欠的に起きることを報告している。ノズル中心軸方向ではなく側面から噴流拡散火炎に音波を当てるといった方法で実験を行った例はあまり多くはないが、Monkewitzら[5]は、やはり火炎が分岐することを示している。これらの結果は、音響励振によって噴流拡散火炎を制御できる可能性を示しているが、分岐などの影響の起こるメカニズムについてはほとんどわかっておらず、音響励振がどのような条件でどのように起こるのか、その挙動自体に関しても不明な点が多い。

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

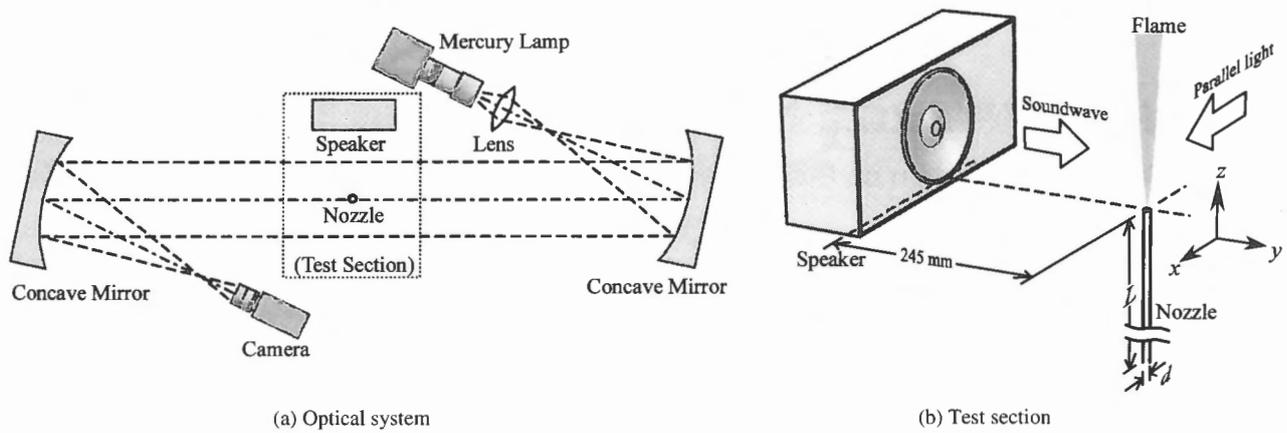


Fig. 1. Experimental setup

筆者らのグループはこれまで、鉛直に立てたノズルから燃料噴流を空气中に噴き出して拡散燃焼させ、そこに水平方向から音波を当てるという方法で、噴流拡散火炎への音響励振現象の影響を調べてきた[6,7]。この加振方法は、噴流拡散火炎の側面から音波を当てるという点で Monkewitz らと同様である。実験の結果、音響励振によって火炎の全長が短く、幅が広くなり、最も影響の大きく現れる条件では火炎が Y 字状に分岐する現象が観察された。シュリーレン法やシャドウグラフ法を用いてこのときの火炎内部の燃料噴流を可視化しさらに詳細に調べたところ、噴流の可視化像に分岐がみられ、火炎内部の燃料噴流が音響励振の影響を顕著に受けていることがわかった。また、非燃焼の燃料噴流についても音響励振の影響を調べた結果、燃焼時とは異なる流速・加振周波数の条件下ではあるが、燃焼時と同様に分岐現象が起きることが確認された。これらの結果から、音響励振の効果は、まず火炎内部の燃料噴流に大きな影響を与え、その結果として火炎に影響を及ぼしていることがわかってきた。

音響励振現象に関するこれまでの研究の多くは、噴流の上流側から軸方向に音波を与える状況を対象としている。一方、噴流の側面から音波を与えたときに起こるこのような影響については、他に詳しく調べた例はみつからない。この機構を理解するためには、それに先立って、音響励振下における燃料噴流の挙動を把握することが不可欠である。特に燃料噴流が分岐する現象に関しては未だ不明な点が多い。ノズルを出た 1 本の噴流がどのような過程を経て 2 本に分岐しているのか、その過程を詳細に理解する必要がある。そこで本研究では、音響励振を受けた燃料噴流の挙動を詳細に把握することを目的に実験を行った。燃料はメタンとし、その噴流を燃焼させた拡散火炎に外部側面から正弦波の音波を加えて音響励振させ、シャドウグラフ法により火炎内部の燃料噴流を可視化し観察して、燃料の噴き出し速度・音波の周波数・ノズルの内径などの条件が噴流の構造に与える影響を明らかにした。

2. 実験方法

2.1. 実験装置

図 1 に実験装置の配置を示す。光学系は (a) に示すような構成とした。光源は 500 W の水銀灯 (溝尻光学製 USH-500D) で直径 0.3 mm のピンホールを用いた点光源である。レンズと 1 枚目の凹面鏡により拡大し平行光として観察領域に通し、2 枚目の凹面鏡で集光させて CCD カメラで撮影した。シャッター速度は、50 μ s 以下の範囲内で、撮影の状況により適宜調整した。本実験における平均噴き出し流速 u_0 は最大 13 m/s、ポアズイユ流れと考えたときの流速の最大値は $2 u_0 = 26$ m/s であるから、シャッター開放時間内に噴流の移動する距離は最大で 1.3 mm と見積もられる。これは画像の解像度程度であるので、ほとんど静止した画像が得られているといえる。また、火炎の形状をみるために、直接写真による撮影も行った。こちらはシャッター速度が 0.2 s と長い時間平均的な画像となっている。

観測領域は (b) に示すような構成とした。座標系は、鉛直に立てたノズルの出口中心を原点とし、可視化撮影用の平行光の方向を x 、音波の方向を y 、燃料の噴出方向 (鉛直上方) を z としている。実験に使用したノズルはステンレス製、肉厚 0.5 mm の円管で、内径 $d = 3, 5, 7$ mm の 3 種類である。ノズルの長さ L は、それぞれの内径 d に対して $L > 100 d$ と十分に大きくとり、ノズル内部で流れが発達してノズル出口でハーゲン・ポアズイユ流れとなり、上流の配管の影響が現れないように配慮した。燃料気体であるメタンは、ノズルの上流でポンベからフロート式流量計を経由して供給し、流量計のバルブによって流量を制御した。流速 u_0 の値は、この流量をノズル断面積で除すことにより、ノズル出口における平均流速として算出している。

音源となるスピーカーの特性と使用条件を表 1 に示す。スピーカーは、 $y = -245$ mm の位置に、スピーカーのコーン下端が $z = 0$ の位置となるように設置した。スピーカーには周波数特性があるため、本実験では、比較的高周波の加振条件で影響が現れる $d = 3, 5$ mm のノズルに対しては

Table 1. Speaker specification.

Speaker type	full-range	sub woofer
Model	Fostex S100	Panasonic CJ-SW300D
Corn diameter	100 mm	300 mm
Frequency range	160 Hz - 4 kHz	30 Hz - 1 kHz
Sound pressure level (min - max)	109 dB - 111 dB	105 dB - 112 dB
Applied nozzle	$d = 3 \text{ mm}, 5 \text{ mm}$	$d = 7 \text{ mm}$

コーン径 100 mm のフルレンジ・スピーカーを, 比較的低周波で影響が現れる $d = 7 \text{ mm}$ のノズルに対してはコーン径 300 mm のサブウーハーを使用して, 正弦波の音波により加振を行った. 音圧レベルは, いずれの場合も, ノズル中心軸上, スピーカー中心の高さにおいて 110 dB となるようにした. 音圧レベルの空間分布は, 平面 $y = 0$ 上で計測すると, 観察領域である $-20 \text{ mm} \leq x \leq 20 \text{ mm}, 0 \leq z \leq 100 \text{ mm}$ の範囲において, フルレンジ・スピーカーで ± 1

dB 以内, サブウーハーで -5 dB から $+2 \text{ dB}$ の範囲内であり, ほぼ均一とみなしてよい分布である.

2.2. 実験の条件

まず, $d = 3 \text{ mm}$ のノズルについて, 拡散火炎内部のメタンの噴流が音響励振下でどのように分岐しているかを詳細に調べるため, 直接写真による火炎の撮影およびシャドウグラフ法による内部噴流の撮影を行った. さらに, 流速 u_0 , 周波数 f の影響を調べるため, 流速を $0.5 \text{ m/s} \leq u_0 \leq 13 \text{ m/s}$, 周波数を $160 \text{ Hz} \leq f \leq 4 \text{ kHz}$ の範囲で変化させて実験を行った. また, $d = 5, 7 \text{ mm}$ のノズルについても同様に実験を行い, 内径の影響についても調べた.

3. 結果と考察

3.1. 音響励振を受けた噴流の形状

図 2 に, 音響励振を受けた火炎および噴流の形状の典型的な例を示す. 図の (a), (b) はそれぞれ直接写真とシャドウ

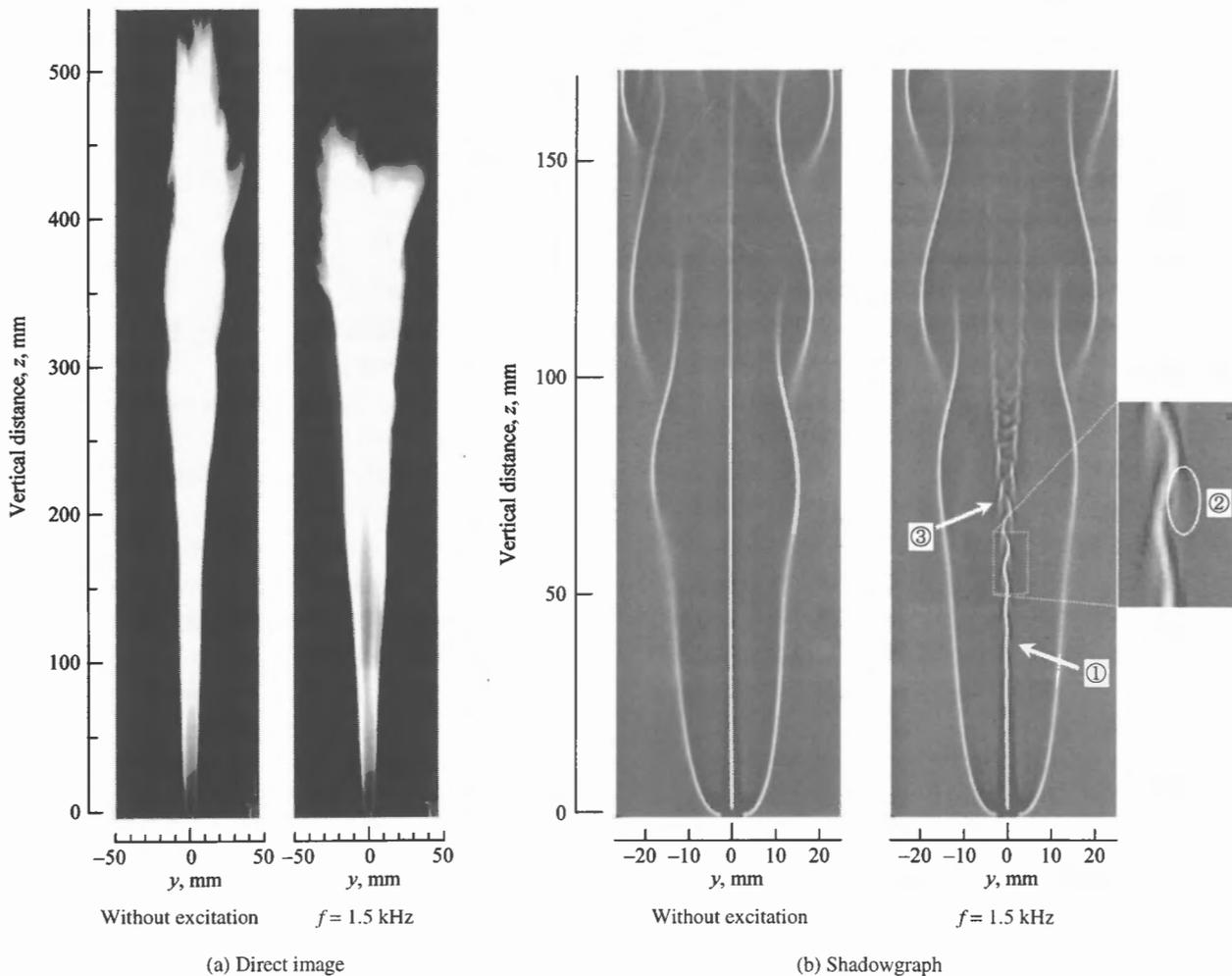


Fig. 2. Typical Shapes of the flame and jet under acoustic excitation. ($d = 3 \text{ mm}, u_0 = 10 \text{ m/s}$)

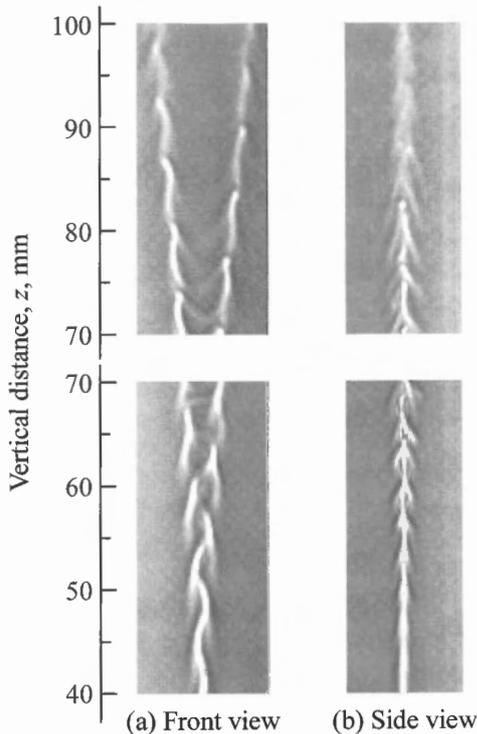


Fig. 3. Shadowgraphs of the internal jet in two directions
($d = 3$ mm, $u_0 = 10$ m/s, $f = 2.0$ kHz)

グラフで、条件はノズルの内径 $d = 3$ mm, 流速 $u_0 = 10$ m/s である。それぞれ加振していないときの写真を左に、周波数 $f = 1.5$ kHz で加振したときの写真を右に示している。図 2 (a) をみると、加振によって、 $z = 80$ mm 付近より下流(鉛直上方)で火炎の幅が y 方向に広がり、火炎の全長も短くなっており、水素火炎の場合[7]と同様の現象が見られることがわかる。また、 80 mm $\leq z \leq 180$ mm の範囲を中心に、発光の弱い部分が中心軸に沿った筋のように見える。これは、火炎の x - y 断面の形状が加振の影響で円形でなくなったことを示唆している。

一方、図 2 (b) のシャドウグラフからは、火炎内部の噴流が音響励振の影響を受けている様子がわかる。写真下の中央に見える黒い矩形がノズル出口の影で、そこから上方に伸びる白い筋が燃料噴流の影である。燃料噴流の左右に見える 2 本の白い筋は、火炎の外側を囲む温度境界層を示すものであり、直接写真と見比べればわかるように火炎よりも外側に位置している。

ノズルから下流(鉛直上方)に進んだ燃料噴流の影は、 $z = 40$ mm のあたり(図中①)の高さから蛇行し始め、正弦波のような形状となる。左右に湾曲して突出した部分には、そこから鉛直下方に伸びるように、輪郭の不鮮明な白い筋がみえる(図中②)。これは、単に左右に移動しただけとは異なる濃度分布の変化が起こっていることを示しており、噴流の周囲に副次的な流れが誘起されていることが示唆される。下流に進むにつれて、中央の筋は振幅を増し、 $z = 70$ mm 付近で正弦波から大きく形がゆがんでくる(図中

③)。その一方で、左右から伸びた不鮮明な筋は、次第に鉛直方向に長く伸びてくる。 $z > 100$ mm では、噴流の影は、輪郭が全体的に不明瞭になっているが、ほぼ 2 方向に分かれ、完全に分岐しているように見える。このように、噴流は、蛇行が成長し変形していくことにより分岐に至っている。

図 2 (b) の写真のみでは、噴流が、単に音波の方向に揺動しているのか、スパイラル状に回転しているのかわからない。そこで、光学系の向きを 90° 変えて y 方向からシャドウグラフの撮影を行うことにより、写真の奥行き方向(x 方向)に関する情報を得た。図 3 は、正面から(x 方向から)撮影した画像 (a) と側面から(y 方向から)撮影した画像 (b) とを対比して示したものである。ただし側面の撮影 (b) において光軸は、スピーカーが障害となり水平に通すことができないので、水平から 23° 下に傾け、スピーカーの上から斜め下に向けて観測領域を通過させている。この (b) の画像をみると、噴流は回転しているのではなく、 yz 面に関してほぼ対称の構造となっていることがわかる。高さ $z < 45$ mm の位置では、正面の画像 (a) ではすでに蛇行が始まっているが、側面の画像 (b) では直線状に伸びる形状からほとんど変化していない。 $z \geq 45$ mm の位置では、側面の画像 (b) 上で左右対称の変形が噴流に現れている。このように噴流は、蛇行の初期段階ではまず、音波の進行方向(y 方向)にのみ変形し、その後、音波の進行方向からみて左右対称に変形して分岐に遷移している。このことから、初期段階で蛇行が線形的に発生し、そののち変形が非線形的に発達していることがわかる。

3.2. 形状の時間変化

噴流の形状が時間的にどのように変化するか詳細に調べるため、高速度ビデオカメラを用いて、周波数 $f = 1.0$ kHz の条件に対して 8000 frames/s の撮影を行い、 $1/8$ 周期ごとの写真を得た。得られた結果を図 4 に示す。この一連の写真から、現象が周期的であり、その周期が音波のそれに一致することがわかる。音波の位相 $\theta = 0$ のとき高さ $z = 62$ mm の位置にある、左側に突出した部分 P に着目すると、この P の位置は、時間の経過にともない下流(鉛直上方)に進行する。音波 1 周期分の時間が経過したとき、蛇行の状態は $\theta = 0$ の写真の状態に戻り、このとき P は $z = 72$ mm の位置 (Q) に到達している。このことから、音波 1 周期分の時間に蛇行 1 周期分の距離を進んでいることがわかる。

図 2 (b) をみれば分かるように、噴流は、ノズルを出てすぐに蛇行し始めるのではなく、ある程度の高さ(図中①の位置)まで直線的に進行したのちに蛇行を開始し、それから分岐へと遷移している。このような蛇行・分岐が起こるメカニズムについては、現時点では断定的な要因を挙げることはできないが、可能性を二つ挙げるならば、一つめには、噴流の線形不安定性による蛇行の発生が考えられる。静止気体中に噴射された噴流は、下流に進みせん断層が厚くなると不安定化する。このときに生ずる不安定波の増幅

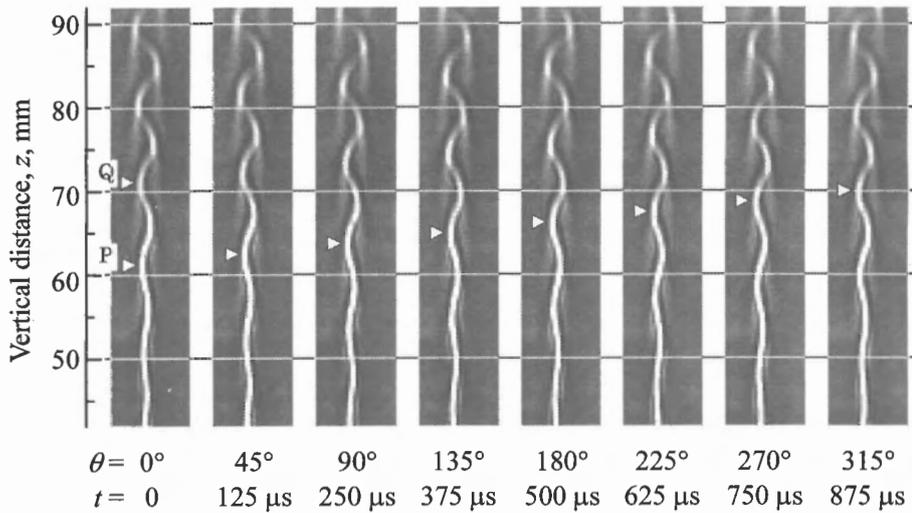


Fig. 4. Movement of the meandering of the jet ($d = 3 \text{ mm}$, $u_0 = 7.3 \text{ m/s}$, $f = 1.0 \text{ kHz}$).

率はその波長や噴流の速度により異なり, またその発生位置は場の擾乱に依存する. 場の方向性が噴流の方向以外に存在しない場合には, 軸対称モードあるいは螺旋モードの不安定波が励起されることになる. 本実験では, 噴流に直交する方向から音波による振動が加わるため, その方向に, 音波に同期して蛇行する不安定波が早い時期に選択的に励起されたと考えることができる. いったん蛇行が生じれば, 図 3 で示されたように, 蛇行が成長し, 非線形的になってやがて分岐に至ると考えることができる.

また, 二つめには, 空間的に不均一な速度分布の場に周期的な擾乱が加わる際に生じる副次的な流れ (ステディ・ストリーミング) の効果が考えられる. 非加振のとき, 噴流の速度は基本的に, 中心軸から離れるほど, また下流に進むほど減少するという, 空間的に不均一な分布をもつはずである. そこに音波による周期的な擾乱が加われば, ステディ・ストリーミングの効果により副次的な流れが生じ, それが蛇行や分岐の現象となって現れている可能性がある.

3.3. 流速・周波数の影響

図 5 に流速と周波数の影響を示す. 図 5 (a) は周波数 f を 1500 Hz で一定として流速 u_0 を変化させたときの, 図 5 (b) は u_0 を 10 m/s で一定として f を変化させたときの, 火炎内部の噴流の変化を示したシャドウグラフである. 周波数一定で流速を増加させると (図 5 (a)), 鉛直上方に直線的に噴流が進む, 非加振とほとんど変わらない状態 (1) から, 影響の確認できる状態 (2) を経て, 分岐の状態 (3) へと変化し, 噴流の分岐の角度が大きくなる (4). さらに速度を増すと噴流は乱流的に乱れはじめる. $u_0 = 12.0 \text{ m/s}$ のとき (5) は, シャッターを切るタイミングによって, 乱流状の噴流が映ったりはっきりと分岐した噴流が映ったりするようになり, 間欠的に乱れが生じる. (5) の写真ははっきりと分岐したときのものだが, かすかに下流に乱れがみられ

る. $u_0 = 13.0 \text{ m/s}$ になると (6), 噴流は完全に乱流に遷移し, 加振しても非加振のときと区別のつかない状態となる.

一方, 周波数を変えた場合 (図 5 (b)) についてみると, 低周波数であるとき (1) には非加振時と顕著には違わず $z > 100 \text{ mm}$ の位置で噴流の揺らぎがわずかに確認できる程度であるが, この状態から周波数を増加させると, はっきりと蛇行がみられる状態 (2) となり, 蛇行の波長 (1 周期分の長さ) が短くなって (3), 分岐の状態 (4) に至り, さらに周波数を増加させると, 分岐の角度が小さくなって (5), 最後には分岐も蛇行も全く見られず非加振と区別のできない状態 (6) となる.

これらの結果から, 加振の効果は $u_0 = 10 \text{ m/s}$, $f = 1500 \text{ Hz}$ でもっとも顕著となり, その条件から遠ざかると小さくなるのがわかる. すなわち, この $u_0 = 10 \text{ m/s}$, $f = 1500 \text{ Hz}$ の条件から流速を下げると分岐の角度が小さくなり, 上げると乱流的な乱れが生じて非加振時との違いが判別できなくなる. また, 加振の周波数を下げると蛇行の波長が長くなって分岐がみられなくなり, 上げると分岐の角度が小さくなる.

このように, 全く影響のみられない状態から分岐の状態に至るまで, 流速・周波数に依存して加振の効果は変化する. この変化は連続的で, 明瞭な境界をもつようなものではないので, 蛇行や分岐などの範囲を厳密に定義することは難しい. しかし, 観察結果から加振の効果を分類しその範囲を示しておくことは, 現象の理解を深めるうえで有用であると思われる. そこで, 非加振時の直線的な形状に比べてときわかくでも変化が認められたものを「影響があった」とし, 噴流の筋が左右それぞれで縦につながって見えたものを「分岐した」として分類した. 図 6 に, 流速・周波数の影響をまとめた結果を示す. 図中の黒丸 (●) は実際に観察を行った条件である. 斜格子のハッチングははっきりと噴流が分岐した範囲を, 斜線のハッチングは分岐には至らないものの蛇行などの影響が確認された範囲を示す.

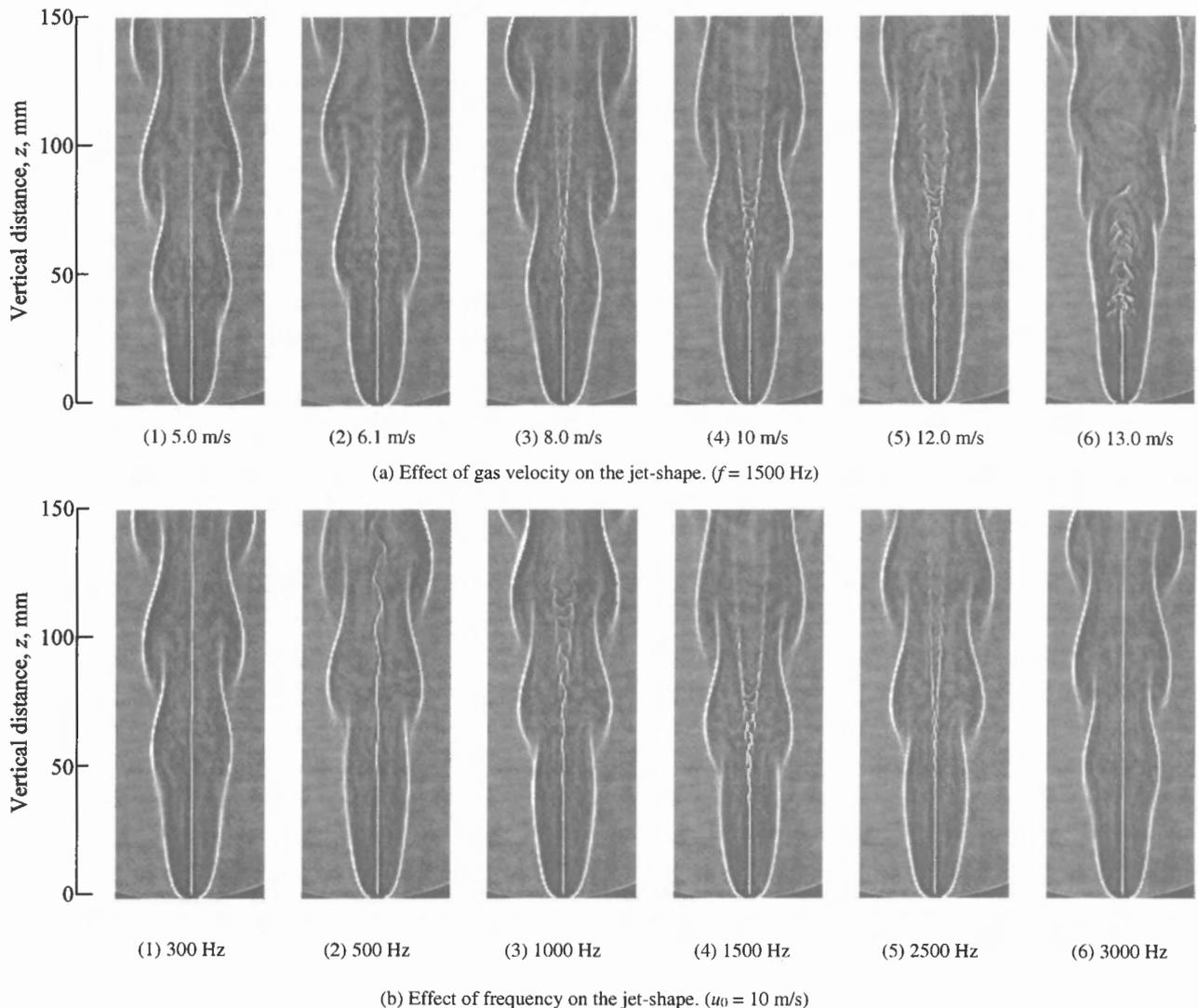


Fig. 5. Dependence of jet-shape on gas velocity and frequency. ($d = 3$ mm)

また、薄い灰色は噴流の乱流への遷移が間欠的に現れた範囲を、濃い灰色は常時現れた範囲を示す。図中に示したストローハル数 St およびレイノルズ数 Re は無次元数であり、本研究においてはそれぞれ次のように定義される。

$$St \equiv fd / u_0 \quad (1)$$

$$Re \equiv u_0 d / \nu \quad (2)$$

ここで f , d , u_0 , ν はそれぞれ音波の周波数、ノズルの内径、ノズル出口における燃料噴流の平均流速、メタンの動粘性係数である。なお、動粘性係数には、便宜的にメタン 293 K の値 $0.016 \text{ m}^2/\text{s}$ を用いている。

この図をみると、加振の影響がみられる範囲は、ちょうど $St = 0.9$ と $Re = 2300$ の 2 本を境界線としていることがわかる。分岐は、この範囲内の、周波数・流速の高い右上の領域で起こっている。常に噴流が乱れる領域 ($Re > 2300$) も、間欠的に乱れる領域 ($1900 \leq Re \leq 2300$) も、周波数に

は全く無関係に、流速のみによって範囲が決まっている。このことから、 $Re = 2300$ の境界線は、乱流の効果のみによって、加振とは無関係に決まっているといえる。

一方、 St を 0.9 より増加させる ($St = 0.9$ の境界線を右下に超える) と、噴流は非加振時と全く同様にノズルから鉛直上方に直線的に流れるようになる。図 5 に示した一連の写真は、流速を下げても St を増加させても、加振周波数を上げて St を増加させても、どちらも分岐の角度が減少するという過程を経て、非加振と同じように直線的に流れる状態に遷移することを示している。このことから、 St は、特に分岐の角度に対して強く影響を及ぼし、それによって影響の範囲を決定づけていると考えられる。

3.4. ノズルの内径の影響

ノズルの内径 d を 5 mm , 7 mm に変えて、 $d = 3 \text{ mm}$ の場合と同様に実験を行ったところ、図 6 と同様に、 St および Re をそれぞれ一定とする 2 本の線で囲まれた範囲内で加

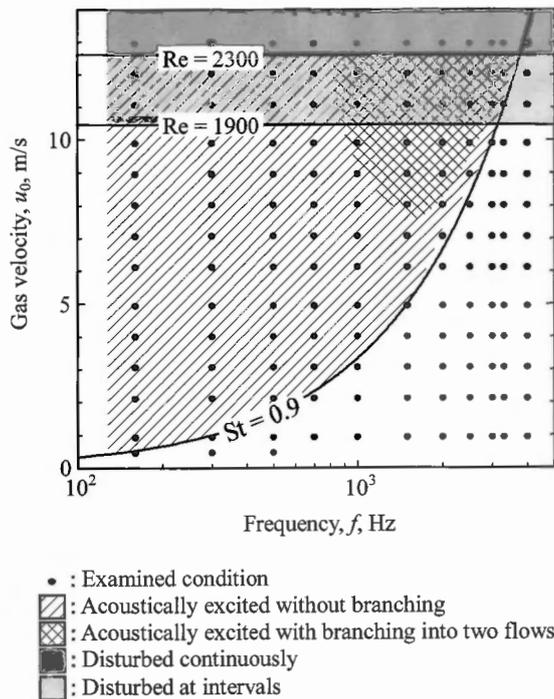


Fig. 6. Dependence of the behavior of internal jet on frequency and gas velocity. ($d = 3 \text{ mm}$)

振の影響が確認された。しかし、いずれの内径でも、 $d = 3 \text{ mm}$ の場合と異なって、現れた影響は蛇行のみで、分岐は観察されなかった。表 2 は、加振の影響が現れる範囲のうち、乱れの起きない範囲の St , u_0 , Re の最大値 St_{\max} , u_{\max} , Re_{\max} をまとめたものである。 d を 3 mm から 7 mm まで大きくすると、 u_{\max} は 10.5 m/s から 3.9 m/s まで減少するが、 Re_{\max} は 1900 から 1700 の範囲でほとんど一定である。このことから、流速の上限に関しては、乱流の効果を表すパラメータ Re のみでほとんど決まっていることがわかる。

一方 St_{\max} は、ノズルの内径が大きくなることで 0.9 から 1.6 まで増加しており、一定とはいえない。本研究でストローハル数の定義に用いている速度は、実際に加振の影響が現れる位置ではなくノズル出口位置における流速である。ノズルから出た噴流の流速は一定ではなく、浮力の効果により火炎の中で速度を増し、その増加の割合は噴流の直径より変化すると思われる。表 2 の St_{\max} が d に依存して変化している一つの理由として、この速度変化の影響が考えられる。

4. 結論

本研究では、メタン噴流を燃焼させた拡散火炎に外部側面から正弦波の音波を加えて音響励振させ、シャドウグラフ法により火炎内部の燃料噴流を可視化し観察した。また、燃料の噴き出し速度・音波の周波数・ノズルの内径を変えてその影響を詳細に調べた。その結果、以下のことが明らかとなった。

Table 2. The ranges of condition for the acoustic excitation for different nozzle diameters.

$d, \text{ mm}$	St_{\max}	$u_{\max}, \text{ m/s}$	Re_{\max}
3	0.9	10.5	1900
5	1.0	5.2	1700
7	1.6	3.9	1700

1. 噴流は、ある程度の高さまで直線的に進行したのちに蛇行を開始し、それが成長・変形することによって分岐に至る。この蛇行の挙動は周期的であり、その周期は音波の周期に一致する。
2. 内径 3 mm のノズルの場合、噴流の流速 10 m/s , 加振の周波数 1500 Hz のときに加振の効果が最も顕著となる。この条件から流速を減少させるか、あるいは周波数を増加させると、噴流の分岐の角度が小さくなり、 $St > 0.9$ で加振の効果が現れなくなる。このことから、ストローハル数 St は分岐の角度に対して強く影響を及ぼすと考えられる。また、流速を増加させると乱流への遷移が起り、加振時と非加振時との区別がつかなくなる。結果として、加振の効果が現れる範囲は St とレイノルズ数 Re によりほぼ決定づけられる。
3. ノズルの内径を 3 mm から 7 mm まで変えても、乱れの起きない範囲の境界を示すレイノルズ数の最大値 Re_{\max} はほとんど変化しないが、加振の影響が現れる範囲の境界を示すストローハル数 St_{\max} は 0.9 から 1.6 まで変化する。

最後に、メカニズムに関する貴重なご助言を名古屋大学教授・梅村章氏からいただいたことをここに記し謝意を表す。

References

1. Williams, F. A., *Combustion Theory*, Addison-Wesley Publishing Co., Redwood City (1985).
2. Ishino, Y., Kojima, T., Ohiwa, N., Yamaguchi, S., *JSME Trans. B* (in Japanese) 59: 3256-3262 (1993).
3. Noda, S., Onuma, Y., Kamitakahara, Y., *JSME Trans. B* (in Japanese) 64: 283-289 (1998).
4. Hertzberg, J. R., *Combustion and Flame* 109: 314-322 (1997).
5. Monkewitz, P. A., Simon, J., Pfizenmaier E., *Report DLR IB 22214-92/B6* (1992).
6. Masuda, W., Hishida, M., Hori, H., Yamane, K., *Nensho no Kagaku to Gijutsu* (in Japanese) 6: 263-272 (1999).
7. Hishida, M., Yamane, K., Namima, D., Masuda, W., *Trans. JSASS* (in Japanese) 48: 213-219 (2000).