可変重力場を利用した噴流拡散火炎フリッカリング挙動の
周波数解析*佐藤 博之^{*1}, 天谷 賢児^{*2}, 新井 雅隆^{*2}Frequency Analysis on the Flickering Behavior of Jet Diffusion Flame
under Variable Gravity FieldsHiroyuki SATO, Kenji AMAGAI and Masataka ARAI^{*3}^{*3} Department of Mechanical System Engineering, Gunma University,
1-5-1 Tenjin-cho, Kiryu-shi, Gunma, 376-8515 Japan

Effect of gravity level on the flickering motion was experimentally investigated for the propane and propane-hydrogen jet diffusion flames. A centrifuge was used for quantitative measurement of gravity effect, and frequency analysis was performed for the flickering flames. From the result of measurements under various gravity levels, it was clarified that the flickering frequency increased with an increase in the gravity level and it was correlated with two relationships expressed by the Strouhal number and the Froude number. One relationship was $St \propto Fr^{-0.41}$ for high Froude numbers ($Fr \geq 100$), and the other was $St \propto Fr^{-0.50}$ for low Froude numbers ($Fr \leq 100$). It meant that the Froude number gave the criterion of the flickering behavior and that flickering frequencies expressed by these two equations were affected by buoyancy in different ways. From the frequency analysis, it was found that oscillations of a flickering flame and a thermal convection around the flame were linked, but the characteristic of each flickering motion was different in the stability of periodicity.

Key Words: Diffusion Combustion, Flame, Combustion Phenomena, Flickering, Gravity Effect, Strouhal Number, Froude Number

1. 緒 言

拡散火炎は工業的に広く利用されている燃焼形態であることから、その安定性に関しては古くから研究が盛んに行われてきた。ガス噴流拡散火炎では、層流-乱流燃焼の遷移過程において、火炎長さが周期的に変動する燃焼不安定現象が見られる。この現象はフリッカリングと呼ばれ、Chamberlin と Rose によって 1928 年に報告された論文⁽¹⁾がフリッカリング火炎の研究の始まりであると思われる。これまでの研究では、ガス噴流拡散火炎の層流から乱流への遷移、および、遷移した後の乱流火炎に関して実験および数値解析の双方から現象を理解することが努められてきた。しかし、これらの研究では重力の効果は考慮されておらず、不明な点も多く残されている。

そこで最近では、重力がもたらす自然対流の効果を

無視できる微小重力環境を利用した燃焼現象の基礎研究も盛んに行われている。加藤ら⁽²⁾は通常重力場と微小重力場におけるフリッカリング火炎を比較し、微小重力場では火炎の振動が止まること、つまり、定常な燃焼状態に変化したことを報告している。このことから、フリッカリング現象には自然対流が強く関与していることが示唆される。

また、近年では噴流拡散火炎の非定常挙動に関する数値解析も行われている⁽³⁾⁻⁽⁵⁾。Katta ら⁽³⁾はプロパン-空気の同軸噴流火炎について、一段不可逆総括反応による燃焼反応を考慮した計算を行い、燃焼、粘性、重力の影響を考察した。Ellzey ら⁽⁴⁾は水素-窒素同軸噴流の非定常挙動を対象に、燃焼・非燃焼の場合について熱損失および重力の影響について調べている。Katta らと Ellzey らの結果で共通する内容は、火炎面の内外で渦運動が誘発され、これらは Kelvin-Helmholtz 型の不安定性によって生じると結論づけている点である。また、櫛田ら⁽⁵⁾はメタン噴流拡散火炎の非定常挙動に関するシミュレーションを行っている。燃焼時と非燃

* 原稿受付 2001 年 3 月 23 日。

^{*1} 正員、群馬大学大学院。^{*2} 正員、群馬大学工学部(〒376-8515 桐生市天神町 1-5-1)。

E mail: arai@me.gunma-u.ac.jp

Fig.1 Schematic of experimental apparatus.

焼時の比較から、フリッカリングの発生には半径方向の温度勾配が重要であることを示し、雰囲気温度を変化させた解析結果について報告した。

著者らは、噴流拡散火炎に対する重力の影響に関して定量的計測の必要性を示し、可変重力場を利用した実験を提案してきた^{(6)・(8)}。これまでの研究では、基本的な重力に対する燃焼挙動（火炎形状など）の影響を調べ、燃焼安定性に及ぼす重力の影響が非常に大きいことを明らかにした。

これらの成果を基に本研究では、これまでほとんど議論されてこなかった噴流拡散火炎のフリッカリング挙動に及ぼす重力の影響について、可変重力環境を利用した実験を行い、定量的計測から明らかにする。特にフリッカリング火炎に対する周波数解析を行い、火炎の振動と周囲熱対流の変動との相関について詳細に調べる。

2. 実験装置および方法

2・1 擬似重力場の形成と燃焼試験システム 人工的に過重力場を創り出す方法として図1に示す遠心式重力発生装置を利用した。回転するビームの一端には試験容器、他端には釣り合い重りを取り付けた。このビームが回転することにより試験容器内には、遠心力と地球の重力の合力の方向に擬似的な過重力場が発生する。その無次元重力加速度の定義を以下に示す。

$$G = \frac{g_a}{g} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここで g は地球の重力加速度の大きさ、 g_a は擬似重力場の重力加速度の大きさを示す。重力レベルの制御は、遠心加速機の回転数を調節することで行った。

燃焼試験装置および計測システムの概略を図2に示

Fig.2 Combustion equipment and measurement systems.

す。燃焼試験装置は、小形燃料ポンプ、圧力レギュレータ、燃料流量調節バルブおよびステンレス直管ノズルより構成され、燃料にはプロパン（純度 99.9%）およびプロパンに水素を混合したもの（ $C_3H_8 : H_2 = 90 : 10$ mol%）を用いた。ノズルは、内径 $d=0.5, 1.0, 2.0, 4.0, 6.0$ mm の 5 種類を用いた。燃焼の様子は、試験容器内に搭載した小形 CCD カメラによる映像をスリプリングを介して外部に取り出し、モニタリングと同時に VTR システムにより記録した。

また、フリッカリング火炎とその周囲熱対流との関係を調べるために、高圧水銀灯を光源に用いたシュリーレンシステムを地上実験で構築した。シュリーレン像は 35mm スチールカメラのシャッタースピードを 1/1000 秒に設定して、火炎とその周囲密度勾配の様子が同時に撮影されるようにした。

2・2 周波数解析における評価関数 周波数解析は構造物の振動解析などに広く用いられる手法であるが、今回は噴流拡散火炎の非定常挙動に対して適用を試みた。火炎面の振動による輝度の変化をフォトセンサーで捉え、得られる電圧変動を OP アンプで増幅し FFT アナライザー（小野測器社製：CF-350Z）への入力信号とした。SN 比を高めるために 16 回のサンプリングに対する加算平均をとり、パワースペクトル $P(f)$ 、自己相関関数 C_x および相互相関関数 C_{xy} による解析を行った。また、火炎周囲の熱対流変動を捉えるために、半導体レーザー（キーエンス社製：LX2-100T）を用いて密度変動にともなうレーザー光の光路変動を観察した。センサーによる火炎振動や周囲の密度変化の測定位置高さは火炎の大きさによって異なるが、それぞれ

の火炎については目視による火炎幅の変動が一番大きなところに固定した(図12参照)。以下に今回の解析の際に用いた評価関数について説明する。

2・2・1 パワースペクトル $P(f)$ パワースペクトル $P(f)$ は、時系列のデータに対してフーリエ変換を施すことにより得られる。このとき、時間軸は周波数の軸に変換され、時刻 t におけるセンサーの出力を $E(t)$ とすると $P(f)$ は次式で定義される。

$$P(f) = \left| \int_0^{\infty} E(t) \exp(-i \cdot 2\pi f \cdot t) dt \right|^2 \quad \dots \dots (2)$$

ここで i は虚数単位 ($=\sqrt{-1}$) である。本研究における振動火炎の基本周波数は、 $P(f)$ の最大ピーク値におけるものを用いた。

2・2・2 自己相関関数 $C_x(r, \tau)$ 自己相関関数 $C_x(r, \tau)$ は、パワースペクトル $P(f)$ の逆フーリエ変換に相当し、信号がある時間経ったとき(タイムラグ; τ)に、どれだけ元の信号に似ているかを示す関数である。ある位置 r (本解析では、火炎の中心軸から半径方向に r 座標をとった)と τ における自己相関関数 $C_x(r, \tau)$ は次式で与えられる。

$$C_x(r, \tau) = \frac{\langle E(r, t) E(r, t + \tau) \rangle}{\langle E^2(r, t) \rangle} \quad \dots \dots (3)$$

ここで $\langle a(r, t) \rangle$ は $a(r, t)$ の時間平均を表す。噴流拡散火炎の非定常挙動に対する $C_x(r, \tau)$ の意義は、後述のように(4・4項参照)振動の周期性の評価を与えるものと考えられる。

2・2・3 相互相関関数 $C_{xy}(r, \tau)$ 相互相関関数 $C_{xy}(r, \tau)$ は、一つの信号しか考えない $P(f)$ や $C_x(r, \tau)$ に対して、二つ以上の信号の関連性を示す指標である。つまり、考えている信号間の相似性を評価するものである。入力信号を $E_1(r_1, t)$ および $E_2(r_2, t)$ とすると、空間内の異なる位置 r_1 と r_2 間の相互相関関数 $C_{xy}(r, \tau)$ は次式で表現される。

$$C_{xy}(r, \tau) = \frac{\langle E_1(r_1, t) E_2(r_2, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle E_1^2(r_1, t) \rangle} \sqrt{\langle E_2^2(r_2, t + \tau) \rangle}} \quad \dots \dots (4)$$

本研究では、火炎の輝度変化と火炎の周囲熱対流の揺らぎに関する相似性を調べる際に用いた。

3. 無次元数 Re , St および Fr の定義

本研究の解析で用いた噴流レイノルズ数、ストローハル数およびフルード数の定義を以下に示す。

噴流レイノルズ数 Re は、燃料噴出速度 V_f 、代表長さとしてノズル内径 d 、298Kにおける燃料の動粘性係数 ν を用いて以下のように定義する。

Fig.3 Flickering frequencies at various Reynolds number.

$$Re = \frac{V_f d}{\nu} \quad \dots \dots (5)$$

ストローハル数 St は、振動数 f の無次元表記であり、次式で定義される。

$$St = \frac{fd}{V_f} \quad \dots \dots (6)$$

フルード数 Fr は、浮力と慣性力の比を示す無次元数であり、重力の影響を考慮するために浮力の項を拡張して以下のように定義した。

$$Fr = \frac{V_f^2}{g d} \quad \dots \dots (7)$$

本研究ではフリッカリング現象に関して無次元解析する際、ストローハル数 St とフルード数 Fr を用いた。

4. 実験結果および考察

4・1 噴流レイノルズ数に対するフリッカリング周波数の挙動 周波数のピークが読み取れる範囲における噴流レイノルズ数 Re の条件で、ノズル内径 $d=0.5, 2.0, 4.0$ および 6.0 mm のフリッカリング火炎を対象に、フリッカリング周波数の Re 依存性を調べた結果を図3に示す。これまでの研究では、比較的ノズル径の大きな条件における結果であったため、今回はノズル径の小さなものを対象にした。Hamins らの結果⁽⁹⁾では、どのノズル径に対しても振動周波数の Re 依存性はほとんど見られない。しかし、今回のデータを調べるとノズル内径 $d=2.0$ mm の一部および $d=0.5$ mm の火炎振動は、 Re に依存する傾向にあることがわかる。ここで以降の議論のために、振動周波数が Re に依存するデータが属する領域を I、依存性を示さないデータの属する領域は II とする。

加藤ら⁽²⁾は振動数の燃料流量・バーナ内径の依存性について調べているが、彼らの結果においてもバーナ内径の小さなものの振動数は燃料流量に依存することを報告している。今回の結果も、加藤らの実験結果と定性的に一致するものである。したがって、フリッカリング周波数の燃料流量およびバーナ内径の依存性についてはほとんど関係がないとの見解⁽⁹⁾もあるが、数ミリサイズのノズル内径の火炎においては、フリッカリング周波数はレイノルズ数（燃料噴出速度やノズル内径）に依存すると考えるべきである。

4・2 フリッカリング周波数に及ぼす重力の影響

フリッカリング周波数に対する重力の影響を定量的に調べるために、様々な過重力環境における実験を行った。図4は重力に対するフリッカリング周波数の挙動に関する結果で、実験条件はノズル内径 $d=2.0, 6.0\text{mm}$ 、燃料流量 $Q=600, 2400$ および $5000\text{mm}^3/\text{s}$ である。フリッカリング周波数は実験条件によらず、重力の増加に対して単調に上昇する傾向にあることがわかる。この理由に関しては、火炎面の振動を波動と考えた場合、重力の増加とともに波速が上昇し、かつ波長が短くなるためと考えられる⁽⁷⁾。また、燃料流量一定の条件においてノズル内径の違いによる影響はほとんどなかった。これは、火炎長さは燃料流量に比例する⁽⁶⁾ことから、同一の燃料流量条件においては火炎の規模がほとんど等しくなり、火炎全体が受ける浮力に差が生じなかったためと考えられる。

さらに、フリッカリング周波数の重力依存性について $f \propto G^\alpha$ なる関係式で表すと、 α の値（図中の直線の傾き）は燃料流量の条件によって異なることがわかった。今回の実験では、 $\alpha=0.31\sim0.62$ の範囲でフリッカリング周波数の重力依存性が変化した。すなわち、 α の最小値と最大値が2倍ほど違うことから誤差範囲とは考え難く、フリッカリング周波数の重力依存性は一義的に $f \propto G^\alpha$ （ α ＝一定）なる式で表現することはできないと思われる。以上のことから、重力の影響を考慮したフリッカリング周波数の挙動をまとめるには、燃料流量（燃料噴出速度やノズル径）の影響を含んだ無次元数を用いて整理することが必要である。

そこで、ストローハル数 St とフルード数 Fr による無次元整理を試みた。図5(a), (b)は、 Fr の逆数に対する St の挙動を示した結果である。Hamins ら⁽⁹⁾は通常重力場での実験で同様な方法を用いているが、我々の研究では重力の影響を考慮し、かつ広範囲な燃料噴出条件（ $V_f=0.021\sim36.1\text{m/s}$ ）によって、適用範囲の拡大と詳細な解析を行った。図5(a)は今回の実験で得たデータであるが、 St と Fr の関係は図4にて明らかにな

Fig.4 Effect of gravity level on flickering frequency.

Fig.5(a) Relationship between $1/Fr$ and St (Present data).

Fig.5(b) Comparison with the data of previous researchers.

った燃料流量条件によるフリッカリング周波数の重力依存性の違いを含有し、非常に良くまとめられることがわかる。図3の結果によるフリッカリング周波数の Re 依存性の違いおよび図4の結果を考慮すると、 St と Fr の関係は以下の2式にまとめられると思われる。

$$St \propto Fr^{-0.41} \quad (\text{Region I}) \quad \dots \dots \dots (8)$$

$$St \propto Fr^{-0.50} \quad (\text{Region II}) \quad \dots \dots \dots (9)$$

この領域Ⅰ（図3と同じ記号）では、フリッカリング挙動に対して燃料噴出にともなう噴流としての慣性力が燃焼にともなう密度変化に起因する浮力よりも支配的であると考えられ、高 Fr の条件におけるフリッカリング火炎が属する。一方、領域Ⅱ（図3と同じ記号）に属するフリッカリング火炎は浮力が慣性力よりも支配的であると考えられ、低 Fr の条件における火炎に見られる。各々の領域におけるフリッカリング火炎で振動の支配要因が異なることが予想されることに関しては、 $Fr(=V_f^2/gd)$ の定義を考えてもわかるように、慣性力と浮力の大きさを比較すると $Fr \geq 1$ では慣性力、 $Fr \leq 1$ では浮力がより強く働いていると考えられる。図5の場合、 Fr の逆数で整理されているため、領域Ⅰが慣性力支配、領域Ⅱが浮力支配となる。また、このことは次の議論においても確かめられる。式(8)および(9)を変形して、

$$f \propto (gG)^{0.41} \cdot V_f^{0.18} \cdot d^{-0.59} \quad (\text{Region I}) \quad \dots \dots (10)$$

$$f \propto (gG)^{0.50} \cdot V_f^0 \cdot d^{-0.50} \quad (\text{Region II}) \quad \dots \dots (11)$$

を得るが、燃料噴出速度の指数からフリッカリング周波数の燃料噴出速度依存性は、領域Ⅰおよび領域Ⅱでそれぞれ 0.18 乗、0 乗に比例することがわかる。これらの結果は、図3の通常重力場におけるフリッカリング周波数と Re の結果とも定性的に一致するため、 St と Fr の関係を式(8)および(9)のように Fr の条件によって分けて考えることは妥当である。

また、図5(b)は今回のデータと他の研究者によるデータを比較した結果である。Hamins らは全てのデータに対して $St \propto Fr^{-0.57}$ なる関係を与えている⁽⁹⁾が、高 Fr の条件における Chamberlin らの結果⁽¹⁾をそれぞれのシリーズごとに詳細に検討してみると、指数が 0.5 より小さいと考えるべきである。すなわち、燃料噴出にともなう噴流としての慣性力の影響が燃焼による浮力よりも大きいと考えた方が良いと思われる。一方、低 Fr の条件では今回のデータと Hamins ら⁽⁹⁾および Durox ら⁽¹⁰⁾の結果がよく一致した。

4・3 フリッカリング火炎と周囲熱対流の関係

Fig.6 Schlieren photographs of flickering flames.

前項の議論において、特性の異なるフリッカリング火炎の存在が示唆された。そこで、これらの代表的な火炎に対して、通常重力場におけるシュリーレン解析を行った結果を図6に示す。図6(a)は領域Ⅰ（慣性力支配）、図6(b)は領域Ⅱ（浮力支配）を代表するフリッカリング火炎のシュリーレン写真である。なお、これらの結果は時系列データではなく、シュリーレン像と同時に写された火炎振動の位相から判断して順番に並べたものである。図6(a)の振動火炎は高 Re （高 Fr ）の条件で見られ、火炎の先端のみが振動していた。一方、図6(b)のフリッカリング火炎は火炎面がくびれて火炎先端が分離するタイプであり、低 Re （低 Fr ）の条件で観察された。火炎周囲の密度勾配については、両タイプとも火炎振動部付近に周囲対流の鞍部が存在し、フリッカリング現象に対する自然対流の影響が大きいことが確認された。

また、領域Ⅱに属するフリッカリング火炎では火炎周囲の浮力に基づくスケールの大きな渦の存在が予想されるが⁽¹¹⁾、領域Ⅰに属するフリッカリング火炎では浮力より慣性力の影響が大きく、強いせん断力のため渦スケールが領域Ⅱに属するフリッカリング火炎に比べ発達せず、これらの違いが密度勾配の形の違いに現れているものと考えられる。

以上のように、領域Ⅰおよび領域Ⅱに属するフリッカリング火炎はそれぞれ振動形態が異なることから、以降の議論のためにも領域Ⅰに属するフリッカリング火炎を Tip flickering、領域Ⅱに属する振動火炎を Bulk flickering と呼んで区別する。

Fig.7 Results of time series, power spectrum and auto-correlation for typical flickering flames.

4・4 フリッカリング火炎の周波数解析 Tip flickering と Bulk flickering の振動を特徴づけるために、周波数解析による火炎の振動と周囲熱対流の振動の相関について詳細に調べた。図 7 はフリッカリング火炎の (a) 時間波形、(b) パワースペクトルおよび (c) 自己相関関数の解析例を示す。図 7(a) より火炎の振動にともなう輝度変化を捉えられ、図 7(b) より 12Hz 付近に非常に鋭いピークが確認できることから、フリッカリング火炎は非常に規則的な振動現象であることがわかる。また、図 7(c) の自己相関関数 $C_x(r, \tau)$ を用いた解析には図中に示す C_2 値を用いた。一周期を経た振動 ($t=\tau$) の $C_x(r, \tau)$ 値を C_2 と定義すると、 C_2 値は元の信号にどれだけ似ているかという波形間の相関の程度を示す指標となる。つまり、本解析における C_2 値は振動現象の周期性の評価を与えるものと考えられる。

火炎半径方向 r に対するフリッカリング挙動について、パワースペクトル $P(f)$ を調べた結果を図 8 と図 9 に示す。図 8 は通常重力場における (a) Tip flickering と (b) Bulk flickering の結果である。両タイプの火炎とも、 r 増大に対する振動周波数の変化はほとんど見られなかった。つまり、火炎振動の周波数 ($r=0$) と周囲熱対流の振動周波数は、ほとんど同じであるといえる。また、図 9 は $G=3$ における結果であるが図 8 の通常重力場における結果と比較すると、重力の増加にともないフリッカリング周波数のメインピーク値 (f_M) が高周波側にシフトし、検出される周波数が幅を持つてくることがわかる。これは、重力の増大にともない規則

Fig.8 Transition of power spectrum to the radial distance in the normal gravity field.

Fig.9 Transition of power spectrum to the radial distance in the high gravity field.

的なフリッカリングの周期性が乱れていくことを意味する。これらの結果では、Tip flickering は Bulk flickering より振動周波数が高い以外に目立った違いは認められなかった。

図 10 は振動の周期性について自己相関関数 $C_x(r, \tau)$ の第 2 ピーク値 $C_2(r, \tau)$ の挙動を調べた結果である。Tip flickering と Bulk flickering はともに r の増大に対して $C_2(r, \tau)$ の値が減少、すなわち、振動の周期性が悪くなっていく傾向にある。また、 $C_2(r, \tau)$ 値の挙動に対する重力増大の影響は振動の周期性を乱しているといえる。通常重力場では、Tip flickering と Bulk flickering の両者

Fig.10 Behavior of auto-correlation to the radial distance.

の $C_2(r, \tau)$ 値の挙動に大きな差は認められない。しかし、過重力場では Tip flickering の方が Bulk flickering より振動の周期性が悪いことがわかる。これは、Tip flickering の方は Bulk flickering に比べ噴流レイノルズ数 Re が高いため、重力増大にともなう自然対流の増加がもともと高速である流れを全体的に加速する結果、乱流への遷移が起き始めたためと考えられる。

さらに、火炎振動に対する周囲熱対流の振動の相関を r 方向に対して調べた相互相関関数 $C_{xy}(r, \tau)$ の結果を図 11 に示す。ここで $C_{xy}(r, \tau)$ の値として波形のメインピーク値を用い、 $E_1(r_1, t) = E_1(0, t)$ として中心軸上の輝度変化を、 $E_2(r_2, t + \tau)$ としては同じ高さで $r = r_2$ となる半径位置での密度変動の信号をそれぞれ入力している (図 12 参照)。Tip flickering と Bulk flickering はともに r の増大に対して $C_{xy}(r, \tau)$ の値が減少、すなわち、火炎の振動と周囲熱対流の振動の相似性が悪くなっていく傾向にある。重力の影響に関しては、例えば、 $r = 0 \text{ mm}$ と $r = 15 \text{ mm}$ の $C_{xy}(r, \tau)$ 値を比較すると、通常重力場では、Tip flickering の方が Bulk flickering より火炎の振動と周囲熱対流の振動の相似性がよいことがわかる。しかし、 $G = 3$ における過重力場の結果では、通常重力場における $C_{xy}(r, \tau)$ 値の r 増大に対する傾向が逆転している。この理由に関しても、先の図 10 において議論したことが同様であると考えられる。

図 10 および図 11 に示す結果においては、Tip flickering と Bulk flickering の相異を明確に示しているとは言い難い。そこで、パワースペクトル $P(f)$ の波形から火炎振動と周囲熱対流の相関を評価した。この方法は図 12 に示すように、火炎の振動をフォトセンサーで観察するとともに温度境界層内にレーザー光を通し、レーザー光の揺らぎを火炎周囲の熱対流の振動とみな

Fig.11 Cross-correlation between flickering flame and thermal convection around the flame.

Fig.12 Schematics of measurement point and definition of Δf .

すものである。温度境界層内の測定位置は、シュリーレン解析で明らかになった密度勾配層の厚さを考慮して、火炎面から約 5mm 離れた位置とした。結果の整理に関しては、Tip flickering と Bulk flickering の各振動現象における周波数の揺らぎを把握するために、図 12 のようにメインの周波数 f_M における半値幅 Δf を計測し、 Δf を f_M で規格化した値と噴流レイノルズ数 Re の関係を求めた。

この方法では、非常に規則性の良い振動であれば Δf の値は小さくなり、対象とする振動に周波数の不規則な揺らぎがあれば Δf の値は大きくなる。つまり、 Δf の値によって振動の安定性を把握することが可能である。また、火炎振動と周囲熱対流の結果に差異が認められれば、どちらの振動が不安定性を引き起こす要因なのか、すなわち、同調性を議論することができる。

図 13 にその結果を示す。両タイプのフリッカリング火炎とも、 Re の増加に対して火炎振動、周囲熱対流の振動ともに不安定性が増していくことがわかる。また、各フリッカリング火炎における f_M の差異は 20% 程度であった。それぞれ個別に見ると、Tip flickering の場合

Fig.13 Characteristic of oscillation for bulk flickering and tip flickering.

は火炎振動と周囲熱対流の振動は非常によくリンクしていると判断でき、周波数の揺らぎも Bulk flickering に比べて小さいことがわかる。一方、Bulk flickering では Tip flickering と同様に火炎振動と周囲熱対流の振動は非常によくリンクしていると判断できるが、周波数の揺らぎに関しては Tip flickering の結果よりも 50% ほど高い値であった。

$\Delta f/f_M$ の相異をもとに、火炎の不安定性を誘発する要因がそれぞれのフリッカリング火炎で異なっていると推定することができる。Tip flickering はせん断型の不安定性であり、燃料の高速噴射により雰囲気と噴流火炎との間に Kelvin-Helmholtz 不安定性が生じ火炎面の振動が誘起されと考えられる⁽⁸⁾。このとき、周囲の振動は高速噴流そのものに支配されるため $\Delta f/f_M$ が小さくなったと思われる。一方、Bulk flickering は火炎近傍における急激な密度変化で生じた自然対流が浮力の影響で上昇するとともに、スケールの大きな巻き込み渦が生じることで火炎面が歪められ、火炎の先端を分離させる形態の不安定性を起こすと考えられる。

以上のことから、Tip flickering は強いせん断力に基づく振動で火炎振動と周囲熱対流の振動は同調し、かつ周期も安定していると考えられる。一方、Bulk flickering は周囲熱対流に追従した火炎の揺らぎで火炎振動と周囲熱対流との同調は取れているものの、周期は不安定であると言える。

5. 結 言

噴流拡散火炎のフリッカリング挙動に対して、重力の影響を考慮した振動現象の周波数解析および通常重

力場におけるシュリーレン解析を行った。その結果、以下の知見を得た。

1. ノズル内径の大きさによって、噴流レイノルズ数 Re に対する火炎振動の挙動が異なる。径の小さなもの ($d \leq 2.0$ mm) は、 Re の増加とともにフリッカリング周波数が上昇する。一方、径の大きなもの ($d \geq 4.0$ mm) は、振動周波数は Re に依存しない。
2. 重力レベルの増大に対してフリッカリング周波数は単調増加する。しかし、燃料流量の条件によってフリッカリング周波数の重力依存性が異なる。
3. ストローハル数 St とフルード数 Fr による重力の影響を考慮したフリッカリング火炎の無次元解析によって、以下の二つの関係式が得られた。

$$St \propto Fr^{-0.41} \quad (\text{高 } Fr \text{ 領域})$$

$$St \propto Fr^{-0.50} \quad (\text{低 } Fr \text{ 領域})$$

4. 高 Fr 領域におけるフリッカリング火炎は、火炎先端のみが振動する Tip flickering タイプで、火炎振動と周囲熱対流の振動は同調し、かつ周期も安定しているせん断型の不安定性である。一方、低 Fr 領域における振動火炎は、火炎面がくびれて先端が分離する Bulk flickering タイプで、火炎振動と周囲熱対流の振動は同調しているが周期は不安定であり、周囲熱対流に追従した火炎の揺らぎである。

文 献

- (1) Chamberlin, D. S. and Rose, A., *Proc. Combust. Inst.* 1 : 27-32 (1965).
- (2) 加藤 他 7 名, 機論 : 97-1175B, pp.254-259 (1998).
- (3) Katta, V. R., and Roquemore, W. M., *Combust. Flame* : 92: 274-282 (1993).
- (4) Ellzey, J. L., and Oran, E. S., *Proc. Combust. Inst.*, 23: 1635-1640 (1990).
- (5) 櫛田, 伊藤, 第 38 回燃焼シンポジウム前刷集, pp.73-74 (2000).
- (6) 佐藤 他 2 名, 機論 : 98-1191B, pp.1786-1792 (1999).
- (7) Arai, M., Sato, H., and Amagai, K., *Combust. Flame*:118: 293-300 (1999).
- (8) Sato, H., Amagai, K., and Arai, M., *Combust. Flame*:123: 107-118 (2000).
- (9) Hamins, A., Yang, J. C., and Kashiwagi, T., *Proc. Combust. Inst.*, 24: 1695-1702 (1992).
- (10) Durox, D., Yuan, T., Baillot, F., and Most, J. M., *Combust. Flame* :102: 501-511 (1995).
- (11) Chen, L. -D., Seba, J. P., Roquemore, W. M., and Goss, L. P., *Proc. Combust. Inst.*, 22: 667-684 (1988).