

弱旋回燃焼器における燃焼振動の音響モード解析

Acoustic Mode Analysis of Combustion Instabilities in a Low-Swirl Combustor

山本 姫子*¹
YAMAMOTO Himeko

立花 繁*²
TACHIBANA Shigeru

金井 洸太*¹
KANAI Kota

佐藤 哲也*¹
SATO Tetsuya

ABSTRACT

In this study, a linear 1-dimensional acoustic analysis and a series of experimental measurements were performed to elucidate the acoustic mode characteristics of a low-swirl combustor under self-excited combustion instabilities. The experiment was conducted over a wide range of operating conditions of the inlet velocities and equivalence ratios. Optical measurements such as the OH* chemiluminescence imaging and particle image velocimetry (PIV) were performed with the multi points measurement of dynamic pressure. A simple heat-release fluctuation model ($n - \tau$ model) was introduced in the acoustic analysis with the time delay and the interaction index estimated from the experimental data. The dominant mode frequency and mode shape from the analysis showed good agreements with those of the experimental data. In addition, the mode hopping phenomena observed in the experiment were investigated by the acoustic analysis by parametrically changing the time delay. The results qualitatively explained the causes of the two types of mode hopping.

Key words : 燃焼不安定性, 弱旋回燃焼器, 予混合火炎
Combustion instability, Low-swirl burner, Premixed flame

1. はじめに

ガスタービンやジェットエンジンによる環境負荷を低減させるため, 低NO_x 燃焼器の開発が行われている。NO_x 排出量は燃焼温度に依存しており, 燃焼温度が高いほど燃焼反応時に生成されるNO_x が多くなる。排出量を削減するためには, 燃焼温度を低く抑えることが出来る希薄予混合燃焼が有効である。しかし希薄予混合燃焼器では, 燃焼振動が発生しやすくなるという問題がある⁽¹⁾。燃焼振動による大きな圧力変動はエンジン部品の損傷や騒音の増加に繋がることから, 燃焼器開発においてそのメカニズムの解明や抑制が重要な課題となっている。

本研究では, 弱旋回バーナーを組み込んだ希薄予混合モデル燃焼器を用いて燃焼振動実験を実施した。弱旋回バーナーは, 米国Lawrence Berkeley 国立研究所のグループによって乱流燃焼の基礎研究用に開発されたバーナーである⁽²⁾。低エミッション性に優れるため, 様々な燃料に対応したガスタービン燃焼器への応用研究が進め

られている⁽³⁾⁽⁴⁾。弱旋回バーナーを利用した燃焼器による燃焼振動や火炎の非定常挙動に関する研究は, 比較的近年始められた⁽⁵⁾⁻⁽⁸⁾。このうち自励燃焼振動の研究例としては, Therkelsen et al.⁽⁷⁾, Tachibana et al.⁽⁸⁾がある。Therkelsen et al.⁽⁷⁾は, メタン及びメタン-水素混合ガスを燃料とした均一予混合燃焼器において発生した自励燃焼振動下の非定常火炎挙動を報告している。メタン火炎においては, 燃焼器入口角部から放出された剥離渦がせん断層に沿って移流し, 火炎後端の壁面衝突位置に存在する定在的な渦に合流を繰り返す, 発熱変動の主要因となっていることを示した。Tachibana et al.⁽⁸⁾は不均一な燃料濃度分布が燃焼安定性に与える影響を調べ, 当量比の局所的な分布の違いによって, 燃焼安定性が敏感に影響を受けること, 及び, 燃料供給量の変動がカップリングすることで, 均一混合条件よりも強い燃焼振動が励起される場合があることを報告している。このように従来研究では, 燃焼振動発生時に発熱変動を生む具体的な物理現象・メカニズムの考察がなされてきたが, 音響解析による音響モードの特定や安定不安定判別に関して十分な報告例がないのが現状である。

本研究は, 燃焼振動条件における燃焼振動の音響モード形状やその発生条件の予測を目的とする。発熱変換係数 n と遅れ時間 τ から発熱変動を見積もる, 発熱変動の遅れ時間モデル ($n - \tau$ モデル) を組み込んだ準一次元

原稿受付 2015年12月28日

校閲完了 2016年8月29日

*1 早稲田大学理工学部
〒169-0072 新宿区大久保3-4-1

*2 宇宙航空研究開発機構
〒182-0012 調布市深大寺東町7-44-1

線形音響解析⁹⁾を弱旋回燃焼器に適用することで、系の固有周波数、増幅率、音響モード形状を求める。増幅率の正負は振動の増幅・減衰に対応するため、振動発生条件を考える上で重要な指標となる。文献⁷⁾では、本研究とは設計の異なる弱旋回燃焼器について、線形音響解析を適用し、燃焼振動特性を報告している。 $n - \tau$ モデルを用い算出したモード形状や増幅率の遅れ時間依存性が求められ、実験で観察されたモードが軸方向の基本波(1L)モードであると言及されている。但し、計測点が3点のみに限られ、実験値との比較として、より多くの計測点との比較が必要と考えられる。また、本研究で用いる装置とは上流側の音響境界条件が異なるため、励起されるモードが異なると予想される。本研究の燃焼実験では圧力変動の計測点数は9点とした。また、燃焼器流入条件として、ノズル断面空気流速と当量比を、従来研究⁷⁾と比較して広い範囲で変化させ、流入条件の違いが安定性に与える影響を調べた。その上で、大振幅の圧力振動が励起された条件について、音響解析を行いモードや安定性を考察する。音響解析に用いるパラメータを現実に即したものとするため、遅れ時間 τ や発熱変換係数 n を光学計測データから見積もる。最も卓越した不安定モードの特性を求めるのに加えて、複数の固有モードの遅れ時間特性の比較も行う。さらに、実験でみられるモードホッピングと呼ばれる特徴的な現象に着目し、本線形音響解析手法によって定性的説明が可能となることを示す。

2. 実験装置および計測装置

2.1 実験装置

実験に用いた弱旋回燃焼器は、Tachibana et al.⁸⁾と同一のものである。装置の概要を図1に示す。燃焼器に組み込まれた弱旋回バーナーは、Petersson et al.¹⁰⁾による設計である。燃焼室の上流側は直径50 mmの円管ノズルとなっており、燃焼室入り口から68 mm上流側にスワラの下端が位置している(寸法の詳細は文献¹⁰⁾を参照)。スワラは8枚の軸流ベーンで構成され、下端で37度の傾斜角をもっている。PIV計測によって求められたスワール数は約0.55である¹⁰⁾。スワラの中心部は、従来型の軸流スワラにみられるようなブラフボディではなく、多孔板(直径38 mmの円板に直径3

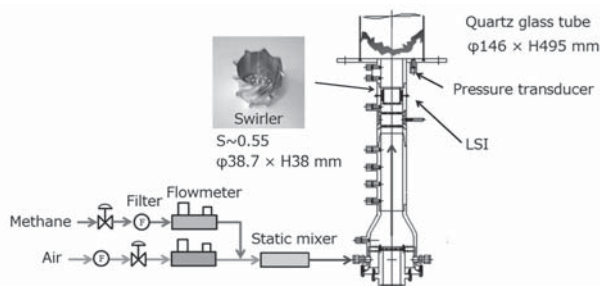


Fig. 1 Schematic of the experimental setup.

mmの孔が37個)が取り付けられており、この領域には軸方向流れがある。燃料のメタンガスは、スタティックミキサーの上流側で噴射され、空気と十分に混合された状態で燃焼器に流入する。

2.2 計測装置

燃焼室およびプレナム室壁面の圧力変動の時系列データ計測と火炎OH*自発光画像の高速度計測を行った。計測装置を表1(番号1-5)に示す。イメージインテンシファイアと高速度カメラによる火炎自発光画像計測時には、後に圧力変動を参照信号とした位相固定平均処理を行うために、圧力変動と画像計測開始外部トリガの時系列信号を信号収録器(TEAC GX)によって計測した。時系列データ記録のサンプリング周波数は102.4kHzである。OH*自発光画像計測においてイメージインテンシファイアのゲート幅は60 μ s、カメラ撮影速度は5000コマ/秒、記録時間は0.8秒間である。カメラの視野は162 mm四方、解像度は0.32 mm/pixelである。PIV計測の構成は、表1(番号6-10)のとおりである。計測視野は140.6 mm四方である。また、ダブルパルス時間間隔は30 μ sであり、LaVision社のDaVisソフトによるマルチパス相互相関の演算処理によって速度場の計算を行った。

また、図2および表2に弱旋回燃焼器における圧力センサー取り付け位置を示す。圧力センサーにはKulite WCT-312-5SGを用い、受圧面がフェイスプレートと同一平面上にくるように設置した。圧力センサーはフラッシュマウントされており、PT1-3は燃焼時に高温となるため水冷されている。圧力センサーのデータは、DCアンプ(ユニパルス製、AM32AZ)を介して信号収録装置(TEAC製、GX-1)により記録した。測定は各条件

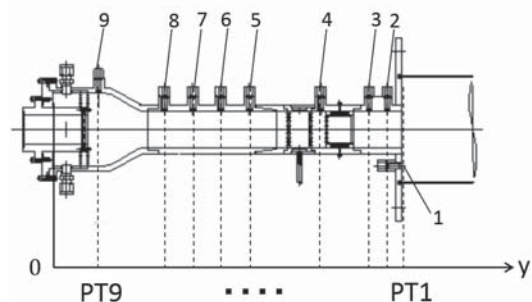


Fig. 2 Mounting positions of the pressure transducers(PT1-PT9).

Table 1 Measurement instrument.

Number	Instrument Name	Model/Specification
1	Pressure Sensor	Kulite WCT-312-5SG
2	High Speed Camera	Photron FASTCAM-APX
3	Image Intensifier	Lambert HiCATT 25D
4	High Speed Camera Lens	Sodern Cerc78 F/2.8 100 mm
5	Optical Filter	Semrock FF01-320/40
6	Double Pulse Nd:YAG Laser	New Wave Gemini PIV
7	CCD Camera	LaVision, Imager Pro X4M 2048 x 2048px
8	CCD Camera Lens	Nikon AF MICRONIKKOR 105 mm 1:2.8D
9	Bandpass Interference Filter	CVI Laser Optics F03-532.0-4-2.00
10	Tracer Particle	SiO ₂ of 4 μ m in center particle size

で圧力変動を5秒間記録した。測定した圧力波形に対してパワースペクトル密度(PSD)を求め、その周波数スペクトルから振動の強さを表すピーク値とピーク周波数を求めた。

2.3 レイリーインデックスマップ

式(1)に音響エネルギー密度のバランス式⁽¹⁾を示す。式(1)において、 E は音響エネルギー密度、 S は生成項、 D は散逸項、 F は音響エネルギー流束を示す。式(1)から、生成項が、系のダンピングに相当する項 D よりも大きい場合に、音響エネルギーが増幅することがわかる。生成項は駆動要因とも呼ばれ、式(2)の形をしている。式(2)において、 c は音速、 $\bar{\rho}$ は密度の平均値、 γ は比熱比、 T は振動の周期を示す。式(2)に対し、式(3)の局所レイリーインデックス $R(x, y)$ は、式(2)における生成項の発熱率変動 \dot{q}' を自発光変動 I'_{OH^*} で近似したものであり、駆動要因として働く(R が正の値を持つ)領域を局所的に特定する。式(3)における p'_{BPF} は、燃焼室に位置する圧力センサー(PT1)の測定値にバンドパスフィルタ処理および位相固定平均処理を施した値を示す。ここで、 y 軸を中心に軸対称の火炎分布を仮定する。式(3)における $I'_{OH^*, Abel}$ は、OH*自発光撮影による輝度分布画像に位相固定平均処理を施した後、アーベル逆変換処理を行い算出した、火炎断面における発熱変動を表している。位相固定平均は、バンドパスフィルタ処理後の圧力変動を基準信号としてOH*自発光画像の撮影タイミングの位相角度をラベル付けし、30度おきに ± 15 度の幅(分解能)で分類した上で、位相角ごとに加算平均処理を行うことで求めている。局所レイリーインデックスが正を示す領域で必ず燃焼振動が発生するとは言えないが、少なくともそれが振動発生の必要条件となる。以上のことから、実験結果から得られる、火炎断面における自発光変動値 I'_{OH^*} とバンドパスフィルタ処理・位相固定平均処理後の圧力変動値 p'_{BPF} を用いて局所レイリーインデックスを計算することにより、燃焼振動の駆動要因として働く領域を特定するマップ(レイリーインデックスマップ)を計算することができる。

$$\frac{dE}{dt} = S - (D + \nabla \cdot F) \tag{1}$$

$$S = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\gamma - 1}{\bar{\rho} c^2} p' \cdot \dot{q}' dt \tag{2}$$

$$R(x, y) = \frac{1}{T} \int_0^T p'_{BPF}(t) \cdot I'_{OH^*, Abel}(x, y) dt \tag{3}$$

Table 2 Axial locations of the pressure transducers.

Number	PT1	PT2	PT3	PT4	PT5	PT6
y[m]	0.491	0.470	0.445	0.377	0.277	0.237

Number	PT7	PT8	PT9
y[m]	0.197	0.157	0.065

3. 線形準一次元音響解析

発熱変動の遅れ時間モデル($n - \tau$ モデル)の理論(例えば⁽⁹⁾)を元に、図3のように軸方向に連結した複数の管により系のモデル化を行った。各管におけるパラメータ(長さ、断面積、平均温度、平均圧力、モル質量、比熱比など)、モデルの始端・末端の境界条件、発熱変動に関するパラメータ(τ, n)を与えることで、系における振動の周波数 f Hzと増幅率 f_i を算出する。周波数 f から系の音響モード形状や速度変動を求めた。増幅率 f_i はその正負がそれぞれ燃焼振動の増幅・減衰に対応するため、振動の発生条件を予測する上で重要な値となる。

以下に、モデルの作成を行う際に用いた各式を示す。まず、燃焼振動の発生時における圧力 p や速度 u 、密度 ρ の瞬時値を平均成分と変動成分の和で表わし、質量・運動量・エネルギー保存式から式(4)の波動方程式を得る。圧力の変動分 p' を入射波と反射波という二つの移送波の重ね合わせとし、 A^+ を入射波の圧力振幅、 A^- を反射波の圧力振幅とする。図3のような解析モデルの j 番目の管について圧力変動・速度変動を記述すると、式(5)、(6)となる。ただし、 ω は固有振動数、 k_j は波数とする。

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \tag{4}$$

$$p'_j(y, t) = A_j^+ e^{ik_j(y-y_j) - i\omega t} + A_j^- e^{-ik_j(y-y_j) - i\omega t} \tag{5}$$

$$u'_j(y, t) = \frac{1}{\rho_j c_j} (A_j^+ e^{ik_j(y-y_j) - i\omega t} - A_j^- e^{-ik_j(y-y_j) - i\omega t}) \tag{6}$$

また、入射波と反射波の圧力変動成分の比を反射係数 R と定義し、式(5)に始端($y=0$)の条件、末端($y=J$)の条件をそれぞれ代入すると、式(7)となる。ここで、 j 番目と $j+1$ 番目の管の境界において圧力が等しくなること、体積流量が保存されることを踏まえ、境界条件を式(8)、(9)に示す。

$$\frac{A_1^+}{A_1^-} = R_1, \quad \frac{A_J^+}{A_J^-} e^{2ik_j l_j} = R_J \tag{7}$$

$$p'(y_{j+1}^-) = p'(y_{j+1}^+) \tag{8}$$

$$S_{j+1} u'_j(y_{j+1}^+) - S_j u'_j(y_{j+1}^-) = \frac{\gamma_j - 1}{\rho_j c_j^2} \dot{q}' \tag{9}$$

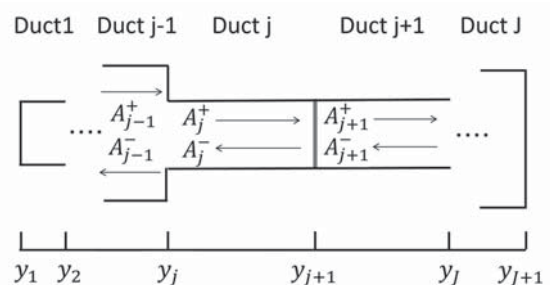


Fig. 3 Quasi-1D model of a generic combustor.

式(5), (6), (8), (9)を用い, 式(10), (11), (12), (13)の形に整理を行う。ここで, H を発熱変動振幅と定義し, 発熱変動を $\dot{q}' = He^{-i\omega t}$ と表わす。

$$\begin{pmatrix} A_{j+1}^+ \\ A_{j+1}^- \end{pmatrix} = B_j \begin{pmatrix} A_j^+ \\ A_j^- \end{pmatrix} + O_j \quad (10)$$

$$B_j = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{ik_j l_j} (1 + C_j) & e^{-ik_j l_j} (1 - C_j) \\ e^{ik_j l_j} (1 - C_j) & e^{-ik_j l_j} (1 + C_j) \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$C_j = \frac{\rho_{j+1} c_{j+1} S_j}{\rho_j c_j S_{j+1}} \quad (12)$$

$$O_j = \frac{1}{2} \frac{\rho_{j+1} c_{j+1}}{S_{j+1}} \begin{pmatrix} \frac{\gamma-1}{\rho_j c_j^2} H \\ -\frac{\gamma-1}{\rho_j c_j^2} H \end{pmatrix} \quad (13)$$

ここで, 速度変動の発生から遅れ時間 τ ms 後に, 発熱変換係数 n に比例した大きさの発熱変動 \dot{q}' が引き起こされると仮定し, 式(14)と定義する。発熱変動も速度・密度・圧力変動に合わせて振動していると考えると, 式(6), (14)から式(15)となる。式(15)を式(13)に適用すると, 火炎によるソース項 O_j は式(16)となる。式(10), (11), (12), (16)を満たすような固有振動数 $\omega = 1/2\pi (f_r + if_i)$ を算出する。

$$\begin{aligned} \frac{\gamma_j - 1}{\rho_j c_j^2} \dot{q}' &= S_j n u_j' (t - \tau) \\ &= S_j n u_j' e^{i\omega\tau} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\gamma_j - 1}{\rho_j c_j^2} H = \frac{n}{\rho_j c_j^2} S_j e^{i\omega\tau} (A_j^+ e^{ik_j l_j} - A_j^- e^{-ik_j l_j}) \quad (15)$$

$$O_j = \frac{1}{2} C_j n e^{i\omega\tau} (A_j^+ e^{ik_j l_j} - A_j^- e^{-ik_j l_j}) \quad (16)$$

4. 解析対象条件および発熱変動パラメータの算出

4.1 解析対象とする実験条件

図4に, PT1 ($y=0.491$ m) の圧力変動の実験結果を示す。各条件において最も大きい振動ピーク値を大きいシンボル, 二番目に大きい振動ピーク値を小さいシンボルで表している。入口断面空気流速が大きくなるほど低当量比側に振動のピークが移る傾向が見られる。空気流速 $v=10.0$ m/s では $\phi=0.73$, $v=12.5$ m/s では $\phi=0.71$ の条件において, 振動振幅が最大となっている。図5に, PT1 のピーク周波数の実験結果を示す。各条件において最も大きい振動ピークの周波数を大きいシンボル, 二番目に大きい振動ピークの周波数を小さいシンボルで表している。図5から, 全般的に空気流速および当量比の増加に伴いピーク周波数が増加する傾向が見られる。また, $v=5.0$ m/s や 12.5 m/s, 15.0 m/s の一部で当量比の増加に伴い第一ピーク周波数が大きく変化する現象が見られるが, これらについては5.3節で後述する。

$v=12.5$ m/s の条件では, 当量比 $\phi = 0.60 - 0.85$ で常に $300 - 400$ Hz 付近に圧力変動のピークが見られ, 当量比 $\phi=0.71$ で圧力変動振幅は最大の値 (330 Hz, 3.2 kPa) となった。 $v=12.5$ m/s において 2 kPa 以上の振

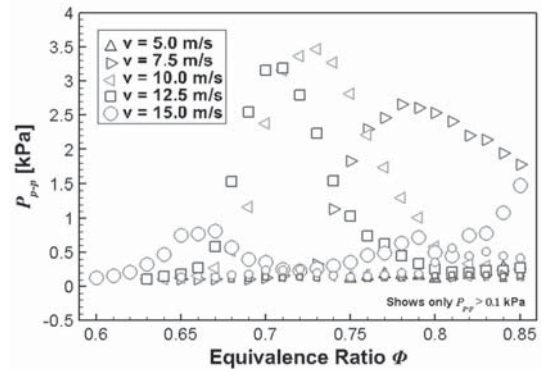


Fig. 4 Peak pressure oscillation amplitudes of PT1 as a function of equivalence ratio for different inlet velocity conditions. Large and small symbols correspond to the pressure oscillation amplitudes of the 1st and 2nd peaks, respectively.

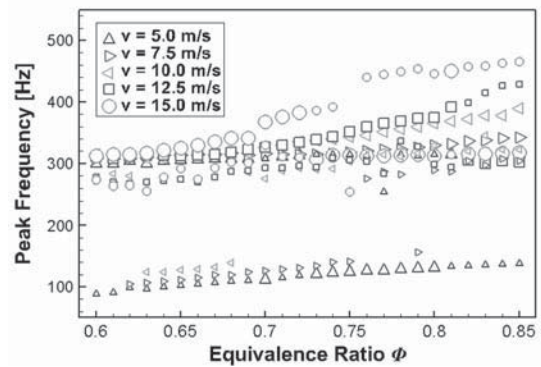


Fig. 5 Peak frequencies of PT1 as a function of equivalence ratio for different inlet velocity conditions. Large and small symbols correspond to the frequencies of the 1st and 2nd peaks, respectively.

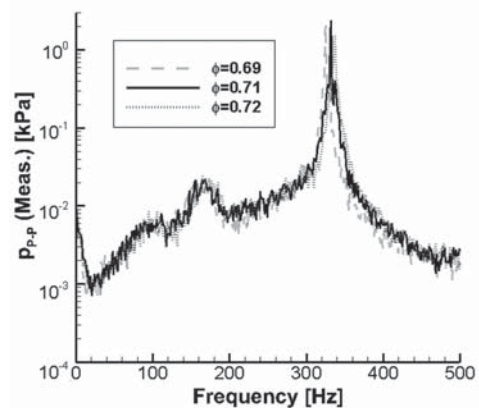


Fig. 6 Powerspectra of dynamic pressure (PT1, $v=12.5$ m/s, $\phi=0.69, 0.71, 0.72$).

動振幅をもつ当量比条件から, $\phi = 0.69, 0.71, 0.72$ の3条件の圧力変動スペクトルを図6に示す。この図からこれらの当量比条件の圧力変動スペクトルは 330 Hz 付近に支配的なピーク値を持った同様の分布を示すことが分かる。

この $v = 12.5$ m/s 条件で強い燃焼振動の発生する当量比条件として, $\phi = 0.71$ を解析対象条件とする。

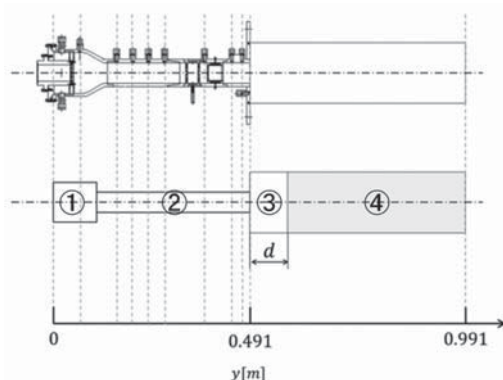


Fig. 7 Schematic of the quasi-1D model of the combustor.

Table 3 Parameters of the model combustor ($\phi = 0.71$).

Section number	Mean temperature T[K]	Mean pressure P[kPa]	Molar mass M[g/mol]
1(Unburned)	300	101.3	27.95
2(Unburned)	300	101.3	27.95
3(Unburned)	300	101.3	27.95
4(Burned)	1855	101.3	28.06

Section number	Heat capacity ratio γ	Length L[m]	Cross section S[m ²]
1(Unburned)	1.39	0.107	0.007854
2(Unburned)	1.39	0.384	0.001963
3(Unburned)	1.39	d	0.016286
4(Burned)	1.25	0.50-d	0.016286

Table 4 Boundary conditions and the parameters for the $n-\tau$ model ($v = 12.5$ m/s, $\phi = 0.71$).

Reflection coefficient	Flame position	Interaction index	Time delay
R_1	R_4	d [m]	n
1	-1	0.09	1.7
			τ [ms]
			7.7

4.2 LSI 燃焼器の準一次元モデル化

準一次元モデルを図7, 各セクションの寸法およびガス温度などのパラメータを表3に示す。火炎温度, モル質量, 比熱比は, 化学平衡計算プログラム (NASA-CEA)¹²を用いて算出した。また, モデルの始端・末端の境界条件から決める反射係数については, 入口 ($y = 0$ m) を $R_1 = 1$ (閉端), 燃焼室出口 ($y=0.991$ m) を $R_4 = -1$ (開端, 大気圧条件) とする。解析に必要な各パラメータの値を表4に示す。発熱変動に関するパラメータ (n, τ) 算出方法の詳細については次節に述べる。

4.3 発熱変動モデルの算出

本節では自発光撮影およびPIV計測のデータから発熱変動モデルを算出する。4.1項の実験では各流速に対し当量比0.1刻みの条件で圧力変動を計測しているが, 自発光は当量比0.3刻みの計測を行っている。最大圧力変動振幅を示した $v=12.5$ m/s, $\phi = 0.71$ 条件近傍では, $\phi = 0.69, 0.72$ で自発光撮影結果が存在する。図6の $\phi = 0.69, 0.71, 0.72$ 条件のスペクトル分布から, ピーク値とピーク周波数ともに近接していることが見て取れ,

各条件が同一のモードに支配されていると考えることは妥当である。このことを踏まえ, 4.3.1節における火炎位置の計算では, $\phi = 0.69, 0.72$ 条件の値から $\phi = 0.71$ 条件の値を見積もる。一方で, PIV計測は, 既往文献⁸⁾で報告されている $\phi = 0.69$ 条件のみで実施されていることから, 4.3.2, 4.3.3 節の計算には $\phi = 0.69$ 条件のデータを用いる。

4.3.1 火炎位置

図8は実験結果から得たPT1の圧力変動 ($y=0.491$ m) と自発光計測結果から作成した燃焼室内のレイリーインデックスマップである。図8において, ノズル出口を始端とする鉛直方向の軸を $\bar{y} = y \times 10^3 - 491$ mm, ノズル中心部から半径方向の軸を x と定義している。

ここで, 燃焼室内におけるレイリーインデックスの平均分布にしきい値を設定し, しきい値以上の発光領域を特定する。これらの強発光領域のうち, ノズル出口角部よりも外側の領域 (領域の構成画素の平均径方向座標がノズル中央部から25 mm 以上外側にある) かつ, 一領域内のレイリーインデックス積算値が最大となる領域を, 壁面近傍の強発光領域として特定する。続いて, その強発光領域におけるレイリーインデックス値の質量中心を求め, これを火炎位置と定義した。

図8中に示したように, 壁面近傍の強発光領域におけるレイリーインデックスの質量中心位置とノズル出口角部までの直線距離を火炎離脱距離 L_f と定義した。レイリーインデックス最大値の0.05倍から0.5倍まで, 10通りのしきい値で強発光領域の特定と L_f の計算を行い, その平均値 \bar{L}_f を求め, 解析に用いるパラメータとした。 $v = 12.5$ m/s に対し, $\phi = 0.69$ 条件では $\bar{L}_f = 0.089$ m, $\phi = 0.69$ 条件では $\bar{L}_f = 0.094$ m と計算された。これらの値から, $\phi = 0.71$ における火炎離脱距離を $\bar{L}_f = 0.09$ m として見積もり, 解析に用いることにした (数mmの違いは解析結果 (安定性判別やモード周波数) にほとんど影響を与えない)。準一次元モデルにおける火炎位置 d (図7参照) を $d = \bar{L}_f = 0.09$ m のように \bar{L}_f で近似する。

4.3.2 発熱変換係数

自発光撮影結果を用い, 発熱変換係数 n を算出した。まず, 実際に解析で用いる準一次元モデルの火炎の影響が存在する部位 (管番号: 3, 4) について, 速度変動と発熱変動の関係を定義した式(14)の両辺に対しRMS値をとり, 式(17)とする。式(17)における各成分を実験結果から算出し, 発熱変換係数 n を見積もる。発熱率の平均値は, 燃料質量流量 \dot{m} と低位発熱量 H_f から算出した (式(18))。発熱変動の変動成分と平均成分の比を, 実験における自発光計測結果から見積もると, 式(19)となる。速度変動のRMS値をPIV計測結果から見積もると, 式(20)となる。実験結果から算出した式(19), (20)を式(17)に用い, 発熱変換係数 n を算出すると(21)となる。

$$\frac{\gamma_3 - 1}{\rho_3 c_3^2} \dot{q}'_{rms} \times \frac{\bar{q}}{\bar{q}} = S_3 n u'_{3,rms} \quad (17)$$

$$\bar{q} = \dot{m}_f H_f = 5.83 \times 10^4 \text{ J/s} \quad (18)$$

$$\frac{\dot{q}'_{rms}}{\bar{q}} = \frac{I'_{OH^*}}{I_{OH^*}} = 6.02 \times 10^{-2} \quad (19)$$

$$S_3 u'_{3,rms} \simeq 4.9 \times 10^{-3} \quad (20)$$

$$n = \frac{\gamma_3 - 1}{\rho_3 c_3^2} \times \bar{q} \times \frac{\dot{q}'_{rms}}{\bar{q}} \times \frac{1}{S_3 u'_{3,rms}} \simeq 1.7 \quad (21)$$

4.3.3 遅れ時間

圧力変動計測, PIV計測結果およびOH*自発光計測から, 遅れ時間 τ を算出した。PIV計測から得た圧力変動, 速度変動, 発熱変動の位相差を図9に示す(参考として, 本研究で参照したOH*自発光分布・速度分布をAppendixの図A1に示す)。速度変動の計算として $\bar{y} = 10 \sim 12 \text{ mm}$, x 座標 $\pm 10 \text{ mm}$ の範囲の y 方向流速の位相固定平均値を示している。図9から, 圧力変動が発熱変動に約15度遅れ, 速度変動が圧力変動に約146度遅れていることが特定された。これらから速度変動と発熱変動の位相差は約199度となる。振動周波数330 Hzを用いて位相差を時間に変換すると, 位相差= $199/360/330 \approx 1.7 \text{ ms}$ となる。ここで, ノズル角部から燃焼室の外側の強発光部まで渦が移流する時間を遅れ時間 τ と定義し, その値を推算する。まず, 図8において白色の部位が圧力変動と発熱変動の相関の強い領域といえるが, 4.3.1項で述べた外側の強発光領域の他に, 内側にも強発光領域($x = 25 \sim 40 \text{ mm}$, $\bar{y} = 30 \sim 60 \text{ mm}$)が存在することがわかる。このことは, これら2つの強発光領域の間に1周期の時間遅れがあることを意味している。また, 渦の移流速度をノズル断面流速12.5 m/sと仮定し, 外側強発光領域の発光重心位置までの距離 $L_r = 0.09 \text{ m}$ に対する移流時間を見積もると, τ は7.2 msとなる。 τ がこのオーダーの値となるためには, 火炎存在領域のみ可視化されるレイリーインデックスには見られない, 上流側の未燃ガス領域において, もう1周期の遅れ時間が含まれると考えるのが自然である。以上から, 本研究では遅れ時間 τ を速度変動と発熱変動の位相差(1.7 ms)に二周期(6.0 ms)を足した値として, 式(22)のように見積もる。

$$\tau = 1.7 + 3.0 \times 2 = 7.7 \text{ ms} \quad (22)$$

5. 解析結果の考察

$v = 12.5 \text{ m/s}$, $\phi = 0.71$ の条件における解析結果の考察を行う。燃焼室圧力変動の周波数スペクトルを図6に示す。解析対象とする実験条件において330 Hz付近に強い圧力ピーク値が見られることがわかる。解析結果の音響モードの固有周波数, 振動の増幅率を表5に示す。ここで, 実験から得た圧力変動スペクトルおよび後述する安定性マップ(図13)の結果から, mode1の周波数

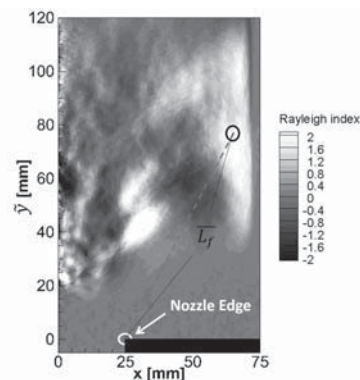


Fig. 8 Local Rayleigh index map. The circle indicates the position of the mass center of the thresholded high Rayleigh index distribution in the near-wall region.

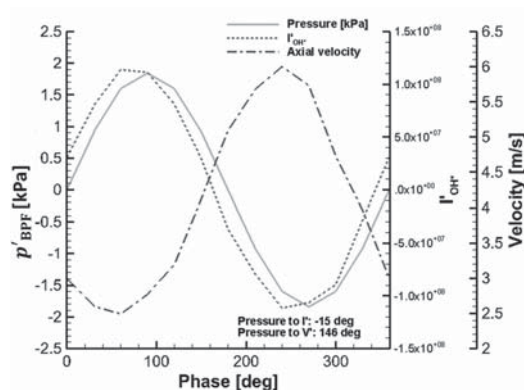


Fig. 9 Phase-resolved profiles of the dynamic pressure, inlet velocity and global OH* intensity ($v = 12.5 \text{ m/s}$, $\phi = 0.69$).

領域を $110 < f_r < 120$, mode4の周波数領域を $300 < f_r < 480$, mode5の周波数領域を $480 < f_r < 520$ とそれぞれ定義する。表5ではmode4に対応する音響モードが二つ存在するため, 高周波数域におけるものをmode4'と記載する。mode4'はmode4に対し一周期遅れた位相を有する音響モードである。

5.1 モードの安定性

表5より, mode1・4・4'において増幅率が正となり, 燃焼振動の駆動が予測されている。表5で不安定条件を示していた三つの音響モードの安定性について考察を行う。一方, 図10には各音響モードに対する増幅率の遅れ時間依存特性を示した。図10(a)から, mode1では増幅率が ± 2.5 の比較的小さな値の範囲で正負に振動していることがわかる。また, mode4'の増幅率については,

Table 5 Predicted mode frequencies and growth rates.

Mode	Frequency[Hz]	Growth rate	Stability
1	114	1.76	unstable
2	159	-47.8	stable
3	266	-20.3	stable
4	370	22.3	unstable
4'	457	13.5	unstable

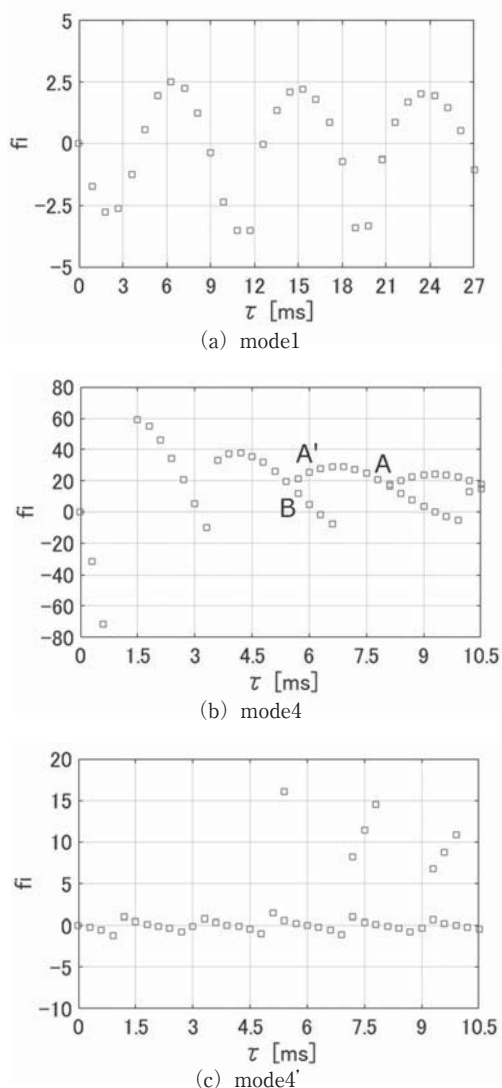


Fig.10 Linear growth rates as function of time delay.

10以上の値を示す点もあるものの大多数が0付近の小さな値を示している (図10 (c))。これに対して, mode4の増幅率は大多数が正の値を持ち, かつ, 他のモードよりも大きな値を示している (図10 (b))。一方, 後述するモード形状比較 (図11) から実験の330 Hz モードがmode4に対応することが示された。330 Hzモードのピーク値は他の周波数域のピーク値に比べ100倍以上の値を示している (図6)。

5.2 モード形状

音響解析によるmode4の圧力振動振幅と位相差の軸方向分布について実験計測値と比較したものを図11に示す。音響モード形状については, 実験から得た圧力振幅値と解析値との差の二乗が最も小さくなるように解析値の振幅を決めた。位相差は, $y = 0.065$ m (プレナム入口近傍) 位置を基準 (0 deg) としている。計測した圧力変動信号について, 対象とするモード周波数近傍でバンドパスフィルターを適用した上で位相固定平均波形を算出し, 各計測点における基準点からの位相差を求めた。実験値と解析値は全体的に良い一致を示していることが

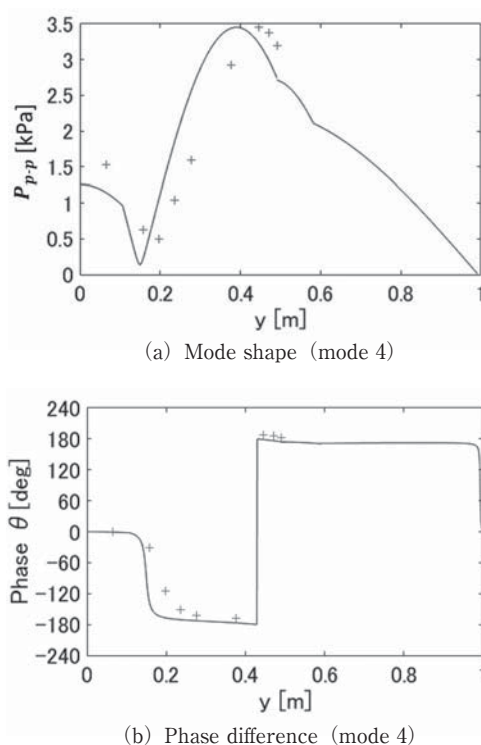


Fig.11 Mode shape and phase difference of the mode4. '+' indicates the corresponding experimental data.

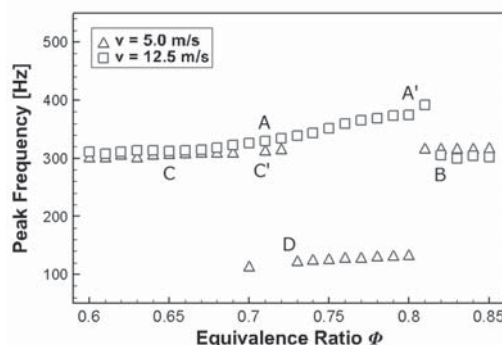


Fig.12 Mode hopping observed in the experiment.

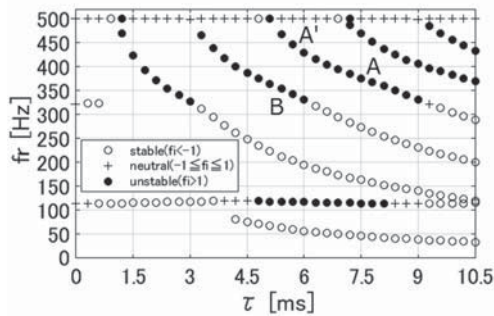
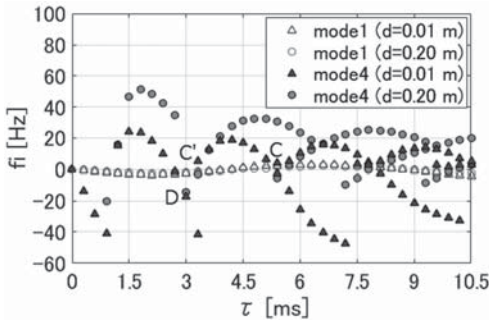
わかる。このように音響解析予測と実験結果とが一致した傾向を示すことは, 本研究の音響解析手法の妥当性を示している。

解析結果の振幅分布が若干上流側にシフトしているが, これはシンプル化したモデルと実際の燃焼装置構造 (面積変化や整流板, スワララの存在等) との違いに起因するものと考えられる。

5.3 モードホッピング

本節では, 空気流速一定の条件で当量比を変化させた場合に振動の第一ピーク周波数が大きく変化する現象をモードホッピングと定義する。実験でみられたモードホッピングの例を図12に示す。モードホッピングを線形音響解析がどのように捉えているかという点に着目して現象の考察を行う。

従来のOH*自発光画像計測の結果¹³⁾から, 本論文で扱う流速・当量比条件では, 火炎離脱距離が約0.04-0.11m

Fig.13 Stability map ($\phi=0.71, d=0.09$ m).Fig.14 Liner growth rates of the model1 and mode4.
($\phi = 0.71, d = 0.01, 0.20$ m)

の範囲で変化することが知られている。また一般的な傾向として、空気流速一定の条件で当量比を増加させると燃焼速度の増加によって火炎離脱距離が減少する（燃焼室入口側に近づく）こと、当量比一定の条件で流速を増加させると、燃焼速度と局所流速との釣り合う位置が変わるため、火炎離脱距離は増加する（燃焼室入口から下流側に遠ざかる）ことがわかっている。空気流速一定の場合には、火炎離脱距離の減少が遅れ時間の減少に繋がるため、当量比の増加に伴い遅れ時間が減少する。当量比・火炎離脱距離と遅れ時間の関係に留意し、実験結果と解析結果の比較を行う。

流速12.5 m/s 条件に対する解析条件として $\phi=0.71$, $d=0.09$ m を採用し、遅れ時間 τ に対するモード周波数 f およびその安定性について解析した結果を図13に図示した。この図から遅れ時間の変化に伴う安定性の変化を考察する。図12におけるA→A'→Bのピーク周波数の変化は、図13や図10 (b) に示した遅れ時間の減少に伴う周波数・増幅率の変化によって説明することができる。図10 (b) のようにmode4 の線形増幅率は遅れ時間に対して、複数の周期的な山の連なりとして分布している。当量比増加に伴って遅れ時間がA位置から減少（図中左方向にシフト）していくとB点の近傍で、一周期小さな遅れ時間のモード増幅率と大小関係が逆転する。このように、線形音響解析はこのモードホッピングを一周期小さい遅れ時間に対応する同じ不安定モード（この場合はmode4）内での移行として捉えている。

一方、流速の違いによる火炎位置の変化がモードホッピングに与える影響を定性的に調べるため、低流速／

高流速条件に対応する火炎位置を、それぞれ、 $d=0.01$ m, $d=0.20$ m に代表させて解析を行った。モードホッピングの観察された周波数領域に対応するmode1 とmode4 の増幅率を図14に示す。

図14から、mode4 の増幅率は火炎位置が燃焼室入口に近づく ($d=0.20$ m 条件から $d=0.01$ m 条件への移行) につれて、全体的に負の方向にシフトする。そして、このシフトに伴い、mode4 の増幅率がmode1 の増幅率よりも小さな値をもつ領域が増えることがわかる。図12におけるC→C'→Dのモードホッピングは、図14におけるC→C'→Dのように、遅れ時間が変化することでmode1 とmode4 の増幅率の大小関係逆転の結果として表れる現象と考えられる。以上から、線形音響解析は低流速条件におけるモードホッピングを、遅れ時間の変化に伴う2つのモード間での支配モードの遷移として捉えているとすることができる。

6. 結論

ガスタービンモデル燃焼器で発生する燃焼振動を対象として、 $n-\tau$ モデルを導入した線形音響解析によって音響モード形状の実験値との比較やモードごとの安定・不安定判定を行った。以下に主な結論をまとめる。

- 解析で求めたmode4 のモード形状は、プレナム入口を閉端、燃焼室出口を開放端とする2次のモード (3/4モード) であり、振動振幅のモード形状や位相差が全体的に実験値とよく合致した。これらのことから実験で発生した330 Hz 付近の支配モードは、音響解析のmode4 に対応することを明らかにした。
- 当量比増加に伴う遅れ時間 τ の変化によって線形増幅率が周期的に変化することを示した。流速12.5m/s 条件で観察されたmode4 のモードホッピング現象は、当量比の増加に伴う遅れ時間の減少によって、一周期小さな遅れ時間に対応する同じmode4 へとホッピングする現象であることがわかった。
- 流速の違いを火炎距離の変化として解析した結果から、低流速 (5.0 m/s) 条件のモードホッピングは、当量比の変化に伴い遅れ時間が変化する過程で、mode1 とmode4 の増幅率の大小関係が逆転する結果として表れる現象と解釈できることを示した。

以上のように音響解析結果と実験結果とが一致した傾向を示したことから、本研究の音響解析手法の妥当性が示された。

Appendix

本研究で対象としている燃焼器内の火炎の全体的な構造や速度場の理解の助けのために、図A1 に、流速 $v=12.5$ m/s, 当量比 $\phi=0.69$ 条件 (不安定周波数330 Hz) における、位相 $\theta=90^\circ, 270^\circ$ のOH*自発光中心断面強度分布およびPIV速度分布を示した。計測の詳細は、文献⁸⁾に述べられている。PIV速度分布の半径20 mm 以

上の外側領域では、レーザーシート光が円筒ガラスダクトに反射する影響で、S/N 比の悪い縦じまパターンの領域が存在する。この領域は白塗りとしてベクトルを示していない。一方、半径20 mm 以下では反射光の影響がない。図9で用いた速度は前述したようにこの領域内の計測点から計算している。流れのパターンを見やすくするため、半径20 mm 内の中心領域における速度ベクトルに基づいて流線を表示している。弱旋回バーナーの特徴である拡大減衰流の特徴が確認でき、火炎基部は $\bar{y} \sim 30$ mm 付近に浮き上がって位置することがわかる。また $\bar{y} \sim 50$ mm より下流側には内側再循環流の存在が確認できる。OH*自発光強度は壁面近傍領域で大きな変動を示し、図9の全体自発光変動はこの領域の発光強度変動の影響を強く受けていることが分かる。より詳細な現象の考察は、既往文献⁽⁸⁾を参照されたい。

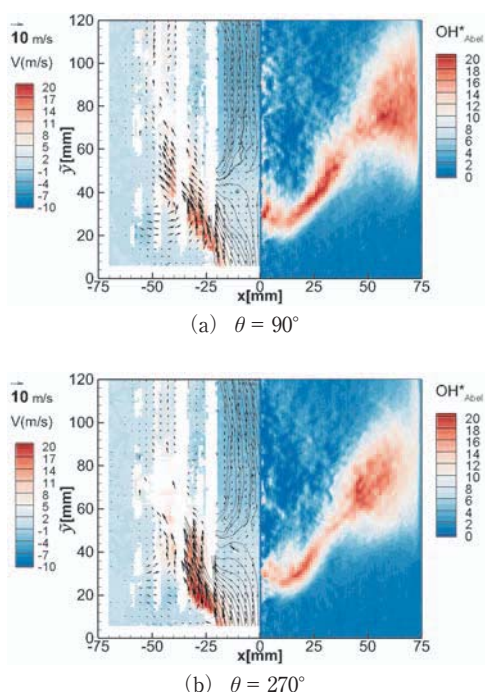


Fig.A1 Phase-resolved velocity field (left) and OH* in-intensity distribution (right) ($v = 12.5$ m/s, $\phi = 0.69$). Up-per and lower figures are at $\theta = 90^\circ$ and $\theta = 270^\circ$, respectively. The rectangular blank regions on the velocity maps are the erroneous regions due to the laser sheet reflections on the glass tube surface.

参考文献

(1) Lieuwen, T. and Yang, V., "Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling," AIAA, Reston, VA (2005).

(2) Chan, C.K., Lau, K.S., Chin, W.K. and Cheng, R.K., "Freely propagating open premixed turbulent flames stabilized by swirl," Proc. Combust. Inst., 24 (1) (1992), pp.511-518.

(3) Cheng, R.K., Littlejohn, D., Nazeer, W.A. and Smith, K.O., "Laboratory studies of the flow field characteristics of low-swirl injectors for application to fuel-flexible turbines," J. Eng. Gas Turbines Power, 130 (2) (2008), pp.21501-21511.

(4) Cheng, R.K., Littlejohn, D., Strakey, P. and Sidwell, T., "Laboratory investigations of low-swirl injectors with H₂ and CH₄ at gas turbine conditions," Proc. Combust. Inst., 32 (2009), pp.3001-3009.

(5) Tachibana, S., Yamashita, J., Zimmer, L., Suzuki, K. and Hayashi, A.K., "Dynamic behavior of a freely propagating turbulent premixed flame under global stretch-rate oscillations," Proc. Combust. Inst., 32 (2) (2009), pp.1795-1802.

(6) Kang, D.M., Culick, F.E.C. and Ratner, A., "Combustion dynamics of a low-swirl combustor," Combust. Flame, 151 (3) (2007), pp.412-425.

(7) Therkelsen, P.L., Portillo, J.E., Littlejohn, D., Martin, S.M. and Cheng, R.K., "Self-induced unstable behaviors of CH₄ and H₂/CH₄ flames in a model combustor with a low-swirl injector," Combustion and Flame, 160 (2) (2013), pp. 307-321.

(8) Tachibana, S., Kanai, K., Yoshida, S., Suzuki, K. and Sato, T., "Combined effect of spatial and temporal variations of equivalence ratio on combustion instability in a low-swirl combustor," Proc. Combust. Inst., 35 (2015), pp.3299-3308.

(9) Poinot and Veynante, Theoretical and Numerical Combustion, Third Edition (2012), pp.391-455 (<http://elearning.cerfacs.fr/combustion/onlinePoinotBook/buythirdedition/index.php>).

(10) Petersson, P., Olofsson, J., Brackman, C., Seyfreid, H., Zetterberg, J., Richer, M., Alden, M., Linne, M.A., Cheng, R.K., Nauert, A., Geyer, D. and Dreizler, A., "Simultaneous PIV" OH-PLIF, Rayleigh thermometry "OH-PLIF and stereo PIV measurements in a low-swirl flame," Appl. Opt. 46 (19) (2007), pp.3928-3936.

(11) Durox, D., Schuller, T., Noiray, N., Birbaud, A.L. and Candel, S., "Rayleigh criterion and acoustic energy balance in unconned self-sustained oscillating flames," Combust. Flame 156 (2009), pp.106-119.

(12) Gordon, S. and McBride, B.J., "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications," NASA Reference Publication 1311 (1994).

(13) 金井洸太, 早稲田大学大学院機械科学専攻修士論文, 2013, pp.35-44.