

突沸を伴う低融点燃料の振動燃焼に関する考察

阿部 宗生^{*1} 森田 貴和^{*2} 伊田 拓末^{*3}

A Consideration on the Oscillatory Combustion of Low-melting-point Fuels with Bumping

by

Hiroki ABE^{*1}, Takakazu MORITA^{*2} and Takumi IDA^{*3}

(Received on Mar. 31, 2020 and accepted on Jul. 24, 2020)

Abstract

Oscillatory combustion with bumping was often observed with low-melting-point fuels such as wax fuels in laboratory-scale hybrid rocket motors. The pressure oscillations were primarily caused by flames oscillating back and forth along the free stream. Visualization experiments confirmed that bumping of liquefied wax fuel often occurred during the flame oscillation, and it was found that the flame oscillation and bumping are strongly related. The bumping temporarily supplies a large number of droplets to the gas phase, which can cause pulse combustion in practical hybrid rocket motors. In addition, we investigated the relation between the liquid layer thickness on the wax fuel and the combustion instability caused by the flames oscillating back and forth along the free stream.

Keywords: Hybrid rocket, Wax fuel, Oscillatory combustion, Bumping, Liquid layer

記号一覧

A_p :	ポート断面積
B_a :	吹き出し係数
B^* :	Marxman の c_f の式を近似する 2 式の適用範囲を分割する B_a 値
c_d :	主ノズルの流量係数
c^* :	特性排気速度, m/s
c_{th}^* :	理論特性排気速度, m/s
D_{cyl} :	円柱直径, mm
D_j :	インジェクター・オリフィス径, mm
D_t :	ノズルスロット径, mm
G_{OX} :	酸化剤質量流束, kg/(m ² ・s)
h :	ポート高さ, mm
L :	燃料長さ, m
n_c :	炭素数
O/F :	酸燃比
p_c :	燃焼圧, MPa
p_j :	インジェクター上流圧, MPa
RT_{av} :	気体定数と燃焼ガス温度の積の空間平均
$\dot{r}$:	燃料後退速度, mm/s
$\dot{r}_v$:	固体燃料の蒸発速度, mm/s
T_{fl} :	断熱火炎温度, K
T_l :	液層温度, K
T_m, T_v :	融点, 沸点, K
t_a :	全燃焼時間, s
U :	燃焼器内の酸化剤ガスの流速, m/s
W_m :	燃焼ガスの平均分子量, g/mol

w :	ポート幅, mm
γ :	燃焼ガスの平均比熱比
$\Delta M_{F,a}$:	消費燃料から残渣燃料を引いた質量, g
$\Delta M_{OX,a}$:	全燃焼時間 t_a で消費した酸化剤質量, g
ΔM_r :	残渣燃料の質量, g
δ_l :	溶融した燃料の液層厚さ, mm
μ :	燃焼ガスの粘性係数, mPa・s
μ_l :	溶融ワックスの粘性係数, mPa・s
η_c :	c^* 効率
ρ :	燃焼ガスの密度, kg/m ³
ρ_l :	液層の密度, kg/m ³

1. 緒言

ハイブリッドロケットでは、大なり小なり火炎により加熱された固体燃料が溶融して固相表面上に液層を形成するケースが多い。特に、低融点燃料では液層が比較的厚く、主流の流れにより液層から分離した液滴がエントレインメントを生じて燃料後退速度を高めるため、特にワックス燃料に対して Karabeyoglu ら¹⁾や Nakagawa ら²⁾によって理論および実験的な研究がなされてきた。一方で、著者の一人とその共同研究者は、燃焼中のワックス燃料に対して燃焼室上流側に設置した円柱により生じたカルマン渦を使って速度振動を加えた所、間欠的に多量の液滴が飛散することを実験的にしばしば確認した³⁻⁵⁾。これは連続的に液滴が気相に供給される上述のエントレインメントとメカニズムが異なり、固相表面上に形成される液層内で生じた液体ワックスの突沸であると考えた。ただし、撮影スピードのために突沸する瞬間の様子が必ずしも明瞭に捉えられていなかった。

*1 工学研究科機械工学専攻修士課程

*2 工学部航空宇宙学科准教授

*3 工学部航空宇宙学科航空宇宙専攻学部生

そこで本研究では、低融点燃料の1つである合成ワックス（日本精蝋株式会社：FT0070）に対し、固相表面上に形成される液層で突沸が生じる所を側面に観測窓を設けた燃焼器とハイスピードカメラ（FASTCAM Mini AX200：株式会社フोटロン製）を用いて観測を行った。同時に、固相表面上で前後に振動する火炎の挙動についても観測した。その結果、火炎の前後振動と突沸に対する液層の厚さ、速度振動、平均燃焼圧の関係性を実験的に得た。

2. 実験装置

実験で使用した燃焼器とハイスピードカメラを用いた際の観測配置図をそれぞれ Fig. 1, Fig. 2 に示し、実験・撮影条件を Table 1 に示す。点火薬量は 0.05 g で一定とした。

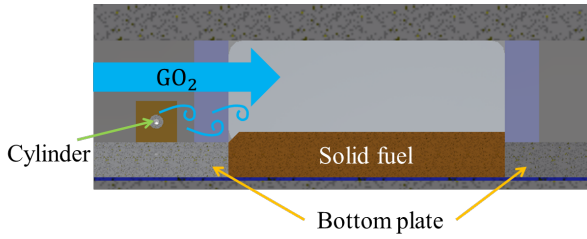


Fig. 1 Schematic of the 2-D combustor.

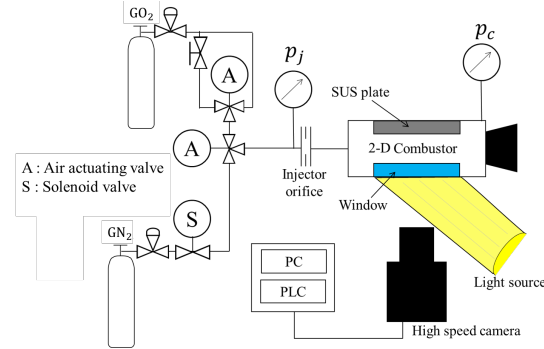


Fig. 2 Schematic of the experimental setup.

Table 1 Experimental condition.

A_p	675 [mm ²]
D_{cyl}	4 [mm]
D_j	2.54 [mm]
D_t	8 [mm]
h	27 [mm]
L	80 [mm]
w	25 [mm]

観測窓には石英ガラスを用いており、撮影の際に高速撮影（フレームレート 5000, シャッタースピード 1/10000）を行う都合上、外部光を設けて燃焼中の液層の観測できるように工夫して実験を行った。実験方法としては、燃料の前端からさらに上流側 30 mm の位置に燃料表面から高さ 1 mm 離れた円柱（ $D_{cyl} = 4$ mm）を設置し、円柱の後方にカルマン渦を発生させる。このカルマン渦の発生に伴い速度振動を引き起こし、燃焼振動を励起させた。円柱を選択した理由として、一般的に渦の発生周波数などが明らかにされており、発生した

カルマン渦と低周波燃焼不安定が何らかの相関関係があった場合に、考察が比較的容易になると考えたためである。燃料には合成ワックス（FT0070：日本精蝋株式会社製）、酸化剤に GO_2 を用いた。

3. 解析方法

3.1 溶融ワックスの液層厚さ

突沸を含んだ振動燃焼の安定性に影響を及ぼすパラメータとして低融点燃料の表面上に形成される液層の厚さがある。この液層の厚さを厳密に評価することは難しいため、ここではいくつかの近似を導入し、簡単化して求めた。主な近似としては、液層は非圧縮性流体と仮定し、液層中の圧力勾配を無視した。低融点燃料の場合、液層内では固相表面に対して水平方向の流速成分が大きく、垂直方向の流速成分が小さいのでそれを無視した。燃料が融解して液層に供給されるワックスの量と液体ワックスが気化して液層から失われていく量が同量とみなし、液層の厚さは流れ方向に対して一定とみなした。このことは実際の燃焼の観測からもほぼ一様であると確認された。また、固体燃料表面から流下したワックスは燃焼器後部では燃焼せずに残差になると仮定した。これらの近似を 2 次元ナビエ・ストークス式に適用すると、まず次式が得られる。

$$\mu_l \frac{d^2 u}{dy^2} = 0 \quad (1)$$

上式を 2 回積分すると次式が得られる。

$$\mu_l u = C_1 y + C_2 \quad (2)$$

上式に対する境界条件として、固相表面（ $y = 0$ ）で $u = 0$ が成り立つ。さらに、液相と気相の界面（ $y = \delta_l$ ）では次式が成り立つと仮定する。

$$\mu_l \frac{du}{dy} = \frac{1}{2} \rho U^2 c_f \quad (3)$$

上記の境界条件を適用すると、式(2)は以下ようになる。

$$u = \frac{1}{2\mu_l} \rho U^2 c_f y \quad (4)$$

次に上式を δ_l で積分する。溶融ワックスが固体燃料下流端から燃焼室後部に流入し、その後燃焼しないで残留すると仮定すると、全燃焼時間 t_a の間に燃焼室後部に流れて残留物となったワックスの質量 ΔM_r は次式となる。

$$\begin{aligned} \Delta M_r &= t_a w \rho_l \int_0^{\delta_l} u dy = \frac{t_a w \rho_l}{4\mu_l} \rho U^2 c_f \delta_l^2 \\ &= \frac{t_a w \rho_l G^2 c_f}{4\mu_l \rho} \delta_l^2 \end{aligned} \quad (5)$$

上式を溶融ワックスの液層厚さ δ_l について整理すると、以下

のように表される．

$$\begin{aligned}\delta_l &= \frac{\sqrt{2\mu_l \rho \Delta M_r}}{\sqrt{t_a w \rho_l G^2 (c_f/2)}} = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{2\mu_l p_c \Delta M_r}{t_a w \rho_l RT_{av} (c_f/2)}} \\ &= \frac{1}{G} \sqrt{\frac{2\mu_l p_c W_m \Delta M_r}{t_a w \rho_l \eta_c^2 R_u T_{fl} (c_f/2)}}\end{aligned}\quad (6)$$

ここで， $RT_{av} \approx \eta_c^2 (R_u/W_m) T_{fl}$ の関係を使った．上式中の表面摩擦係数 c_f は，Marxman により以下のように求められている⁶⁾．

$$\frac{c_f/2}{c_{f0}/2} = \left[\frac{\ln(1+B_a)}{B_a} \right]^{0.8} \left[\frac{1+13B_a/10+4B_a^2/11}{(1+B_a)(1+B_a/2)^2} \right]^{0.2}\quad (7)$$

ここで， B_a は吹き出し係数である． c_f の計算を正確に行うには上式を用いる必要があるが，ここでは簡単に計算を行うために， B_a の範囲に応じて以下の近似式を用いた^{6,7)}．

$$\begin{aligned}B_a > B^* \text{ の時} \\ \frac{c_f/2}{c_{f0}/2} &= q B_a^{-k}\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}B_a \leq B^* \text{ の時} \\ \frac{c_f/2}{c_{f0}/2} &= \frac{1}{1+0.4B_a}\end{aligned}\quad (9)$$

ここで， $k = 0.68$ とした⁸⁾． $c_{f0}/2$ については平板上の境界層に関するブラジウスの式を使った．

$$\frac{c_{f0}}{2} = 0.03 \left(\frac{Gx}{\mu} \right)^{-0.2}\quad (10)$$

B^* と q については，式(8)と式(9)の値が滑らかに接続できるように決定した⁹⁾．

$$B^* = 2.5 \frac{k}{1-k} = 5.313\quad (11)$$

$$q = (B^*)^k (1-k) = 0.996\quad (12)$$

Fig. 3 は， B_a に対する $(c_f/2)/(c_{f0}/2)$ の値の比較を示しており，黒線が式(7)，その近似式の式(8)が青線，同じく式(9)が赤線となっている．さて，吹き出し係数の定義は以下のように与えられる．

$$B_a = \frac{\rho_l \dot{r}_v}{G(c_f/2)}\quad (13)$$

上式に式(8)，(9)を適用し， B_a について整理すると，それぞれ次式のように表せる．

$$\begin{aligned}B_a > B^* \text{ の時} \\ B_a &= \left(\frac{\rho_l \dot{r}_v}{q G c_{f0}/2} \right)^{\frac{1}{1-k}} \\ B_a \leq B^* \text{ の時}\end{aligned}\quad (14)$$

$$B_a = \frac{\frac{\rho_l \dot{r}_v}{G c_{f0}/2}}{1 - 0.4 \frac{\rho_l \dot{r}_v}{G c_{f0}/2}}\quad (15)$$

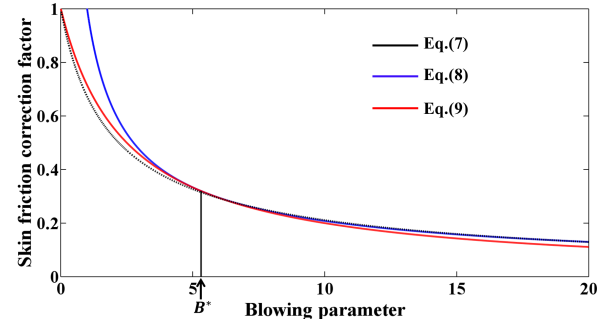


Fig. 3 Skin friction correction factor functions.

溶融したワックス (FT0070) の粘性係数については，実験データ¹⁰⁾に対して Andrade の粘度式で補間し，液体温度に対する粘性係数の近似式を求めた．その結果を式(16)に，補間した様子を Fig. 4 に示す．また，液体ワックスの温度は，式(17)で示すように融点 T_m と沸点 T_v の平均値を用いた．

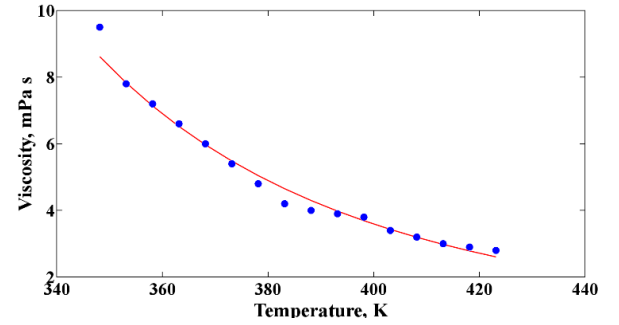


Fig. 4 Temperature dependence of the viscosity coefficient of the liquid wax.

$$\mu_l = A \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right) \approx 0.01 \exp\left(\frac{2348.8}{T_l}\right)\quad (16)$$

$$T_l = \frac{T_m + T_v}{2}\quad (17)$$

直鎖パラフィンワックスの沸点は炭素数と雰囲気圧力を用いて式(20)および Fig. 5 のように表すことができる．なお，式(20)は雰囲気圧力が 2 atm 以下の条件でのみ有効である¹¹⁾．

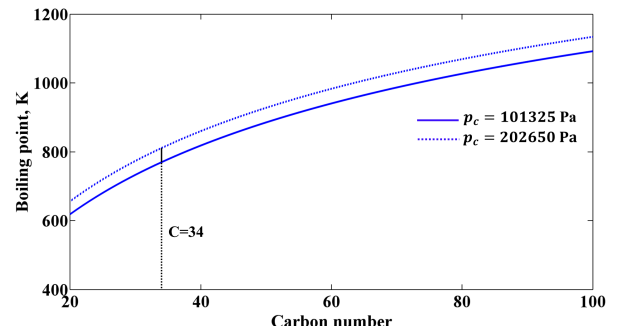


Fig. 5 Carbon number dependence of the boiling point of normal paraffin waxes.

$$C_{bp0} = 16.09657 - 1.14886 \log_{10} p_c - 0.1(\log_{10} p_c)^2 \quad (18)$$

$$C_{bp1} = 0.6064628 - 0.011 \log_{10} p_c \quad (19)$$

$$T_v = \frac{1000n_c^{\frac{2}{3}}}{C_{bp0} + C_{bp1}n_c^{\frac{2}{3}}} \quad (20)$$

液層の厚さを計算するには、加えて c^* 効率の値が必要となる。ただし、本研究では可視化実験を行うために燃焼圧を低めに設定しており、ノズルがチョークしていない。このような場合は亜音速ノズルの特性排気速度について考えなくてはならず、その詳細について以下で説明する。

3.2 亜音速ノズルにおける c^* 効率

c^* 効率は、次式に示すように理論特性排気速度 c_{th}^* に対する実際の特性排気速度 c^* の比で定義され、しばしばロケットの燃焼効率の指標として用いられる。

$$\eta_{c^*} = \frac{c^*}{c_{th}^*} \quad (18)$$

1 次元ノズル理論により、超音速ノズルについては以下の結果が得られている。

$$c^* = \sqrt{\frac{R_u T}{\gamma W_m} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (19)$$

上式中の物理量を見るとわかるように、 c^* は燃焼室内の燃焼あるいは熱損失に関連した量で表されている。燃焼ガスの平均比熱比や平均分子量が変化しないという制限はあるが、 c^* の中にはノズル部分の寄与が含まれていない。したがって、亜音速ノズルにおいても c^* 効率を燃焼効率の指標として使用できるようにするには、超音速ノズルで得られた式(19)をその特性排気速度として定義するとよい。そうすることで、ノズルがチョークした状態からアンチョークの状態まで c^* をシームレスに扱うことができる。上記の方針を基に、特性排気速度を亜音速ノズルでも使えるように拡張を行った。初めに、エネルギー保存式をノズルスロート部とノズル入口部の2点に適用すると、次式のように表される。

$$\frac{1}{2}u_t^2 + c_p T_t = \frac{1}{2}u^2 + c_p T \quad (20)$$

また、連続の式と断熱変化の式はそれぞれ次式となる。

$$\rho_t u_t A_t = \rho u A_p \quad (21)$$

$$p_t \rho_t^{-\gamma} = p \rho^{-\gamma} \quad (22)$$

式(21)、(22)を用いて式(20)を変形すると、次式が得られる。

$$u_t = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{p_t}{\rho_t} \right)} \quad (23)$$

上式より、ノズルスロート部を通過するガスの質量流量は次式で表される。

$$\begin{aligned} \dot{M}_N &= \frac{c_d \rho_t A_t}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho} - \frac{p_t}{\rho_t} \right)} \\ &= \frac{c_d A_t p}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{W_m}{R_u T} \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \end{aligned} \quad (24)$$

ここで、亜音速ノズルにおいても式(19)と同じ関係が成立すると仮定すると次式が得られる。

$$\dot{M}_N = \frac{c_d A_t p}{c^*} \psi_\gamma \sqrt{\frac{\left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} \quad (25)$$

ここで、 ψ_γ を次式のように定義した。

$$\psi_\gamma = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (26)$$

式(25)を全燃焼時間 t_a で積分すると、以下ようになる。

$$\Delta M_{Ox,a} + \Delta M_{F,a} = \frac{c_d A_t \psi_\gamma}{c^*} \int_0^{t_a} p_c \frac{\sqrt{\left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} dt \quad (27)$$

ここで、 $p_t = p_a$ 、 $p = p_c$ とおいた。これより、亜音速ノズルの特性排気速度は次式で表すことができる。

$$c^* = \frac{c_d A_t \psi_\gamma}{\Delta M_{Ox,a} + \Delta M_{F,a}} \int_0^{t_a} p_c \frac{\sqrt{\left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \left(\frac{p_a}{p_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}}}} dt \quad (28)$$

亜音速ノズルでは p_c が p_a と比べて十分大きくないので、ノイズ等により、 $p_c < p_a$ となり、実験データを解析する際に上式の根号の中が負になる可能性がある。これを防ぐために

$$\pi_p = \min \left(1, \frac{p_a}{p_c} \right) \quad (29)$$

とにおいて、 p_a/p_c の代わりにこれを使って式(28)を書き直すと、

$$c^* = \frac{c_d A_t p_a \psi_\gamma}{\Delta M_{Ox,a} + \Delta M_{F,a}} \int_0^{t_a} \pi_p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\sqrt{1 - \pi_p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_t}{A_p} \right)^2 \pi_p^{\frac{2}{\gamma}}}} dt \quad (30)$$

となる．ここで，燃焼ガスの平均比熱比は化学平衡計算プログラム (NASA-CEA) により求めた．さらに， c^* 効率についても同様に，NASA-CEA により理論特性排気速度を求めて式 (30) で得られた c^* を割れば求められる．

3.3 圧力振動の分散

燃焼不安定性を評価するために，移動平均法で平滑化して得られた燃焼圧の定常成分を $p_{c,av}$ とし，それを基準とした圧力変動成分を Δp_c と定義する．

$$\Delta p_c = p_c - p_{c,av} \quad (31)$$

ここで， $p_{c,av}$ の平均値と Δp_c の分散は次式で求めることができる．ただし， N はデータ点数である．

$$\bar{p}_{c,av} = \frac{1}{N} \sum p_{c,av} \quad (32)$$

$$\sigma = \frac{1}{N} \sum \Delta p_c^2 \quad (33)$$

式 (32) を用いて， σ を無次元化すると次式のように表せる．

$$\sigma^* = \frac{\sigma}{(\bar{p}_{c,av})^2} \quad (34)$$

この σ^* の大小により，燃焼安定性を評価する．一般的な線形安定性解析では，圧力振幅が時間と共に指数関数的に変化すると考え，その増幅または減衰係数で安定性を判断するが，今回取り扱った振動波形は線形的な挙動を示していなかったため，上述の指標で燃焼安定性を評価することにした．

4. 燃焼実験

4.1 実験・解析結果

以下，実験データおよびその解析結果とその時の圧力履歴をそれぞれ以下に示す．

Table 2 Experimental results of the 2-D combustion chamber (with cylinder).

No.	1	2	3	4	5	6	7
B_a	2.36	2.53	3.39	12.06	17.96	27.17	10.58
$c_f \times 10^3$	5.13	5.08	4.27	1.90	1.37	1.05	2.08
c^*	533	559	563	525	631	663	576
c_{th}^*	745	768	797	934	959	1012	921
G_{OX}	9.49	8.92	10.1	10.5	14.7	14.3	10.3
O/F	61.0	57.4	51.0	32.4	30.1	25.8	33.6
$\bar{p}_c$	0.12	0.12	0.12	0.12	0.16	0.16	0.12
$\dot{r}$	0.26	0.28	0.32	0.30	0.48	0.49	0.39
$\dot{r}_v$	0.074	0.072	0.093	0.152	0.228	0.258	0.143
T_l	562.3	561.6	562.7	562.4	570.2	571.1	563.2
t_a	3.12	3.13	3.12	3.13	3.16	3.15	3.14
U	10.1	10.68	11.8	10.6	16.5	17.0	12.2
γ	1.31	1.30	1.30	1.27	1.27	1.26	1.28
ΔM_F	0.40	0.39	0.50	0.80	1.21	1.39	0.77
δ_l	0.189	0.192	0.211	0.418	0.397	0.481	0.366
η_{c^*}	71.5	72.8	70.6	56.2	65.8	65.5	62.5

μ	0.047	0.049	0.052	0.063	0.065	0.069	0.062
μ_l	0.659	0.663	0.658	0.659	0.623	0.619	0.655
ρ	0.946	0.834	0.859	0.990	0.895	0.839	0.846
σ^*	0.088	0.104	0.189	0.149	0.209	0.205	0.146

Table 3 Experimental results of the 2-D combustion chamber (without cylinder).

No.	8	9	10	11
B_a	3.11	17.65	7.96	4.69
$c_f \times 10^3$	4.46	1.39	2.49	3.53
c^*	557	649	579	535
c_{th}^*	791	967	888	830
G_{OX}	10.2	14.2	10.6	10.4
O/F	52.5	29.3	27.5	45.3
$\bar{p}_c$	0.12	0.16	0.13	0.12
$\dot{r}$	0.34	0.45	0.37	0.34
$\dot{r}_v$	0.089	0.220	0.132	0.107
T_l	562.6	570	563.5	562.5
t_a	3.10	3.14	3.16	3.20
U	11.7	17.0	12.5	11.0
γ	1.30	1.27	1.28	1.29
ΔM_F	0.48	1.19	0.71	0.58
δ_l	0.204	0.390	0.310	0.258
η_{c^*}	70.4	67.1	65.2	64.3
μ	0.051	0.065	0.059	0.054
μ_l	0.658	0.624	0.654	0.659
ρ	0.873	0.838	0.836	0.948
σ^*	0.156	0.169	0.149	0.119

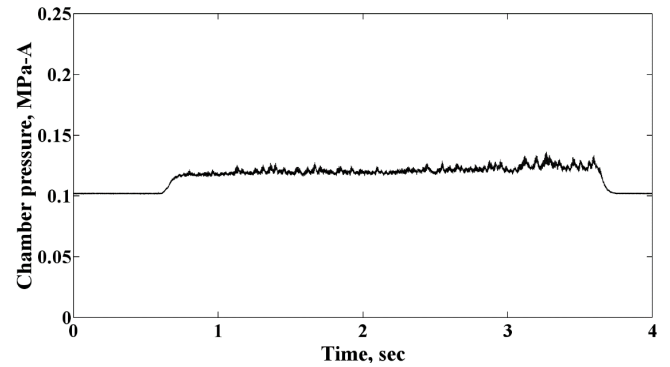


Fig. 5 Time history of the chamber pressure (No. 1).

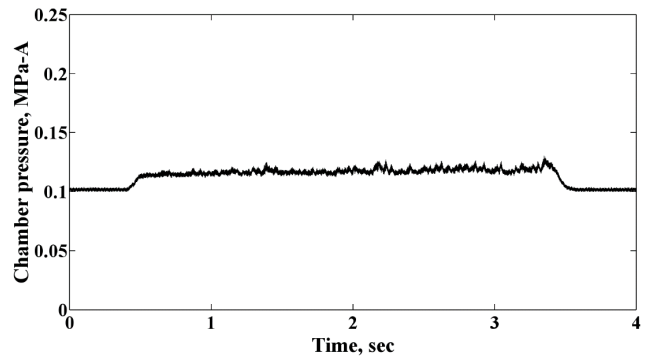


Fig. 6 Time history of the chamber pressure (No. 2).

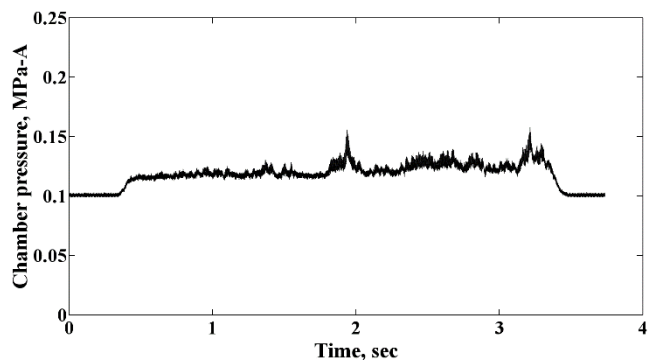


Fig. 7 Time history of the chamber pressure (No. 3).

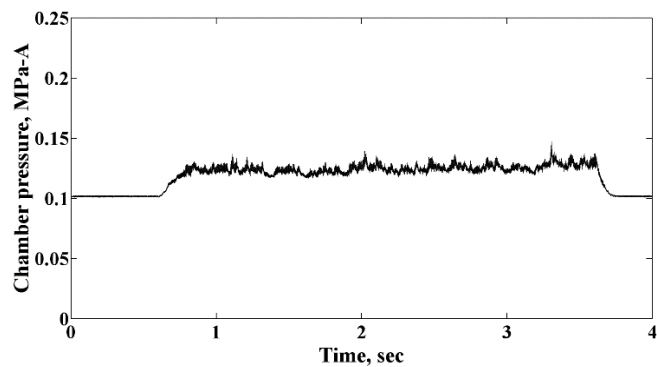


Fig. 11 Time history of the chamber pressure (No. 7).

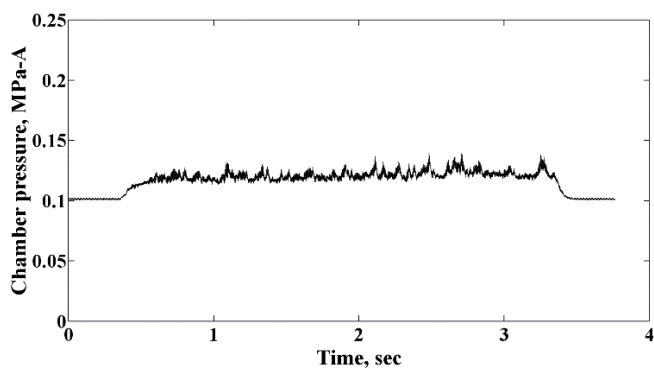


Fig. 8 Time history of the chamber pressure (No. 4).

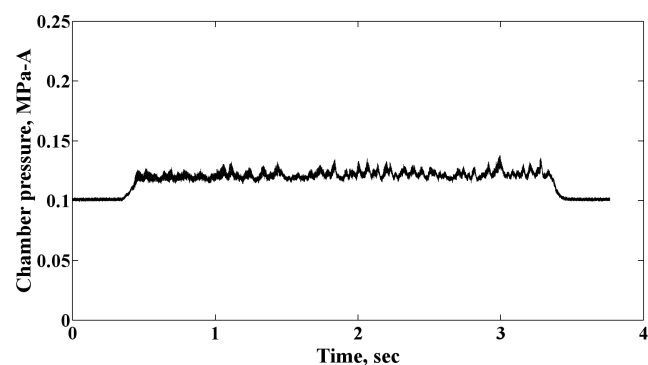


Fig. 12 Time history of the chamber pressure (No. 8).

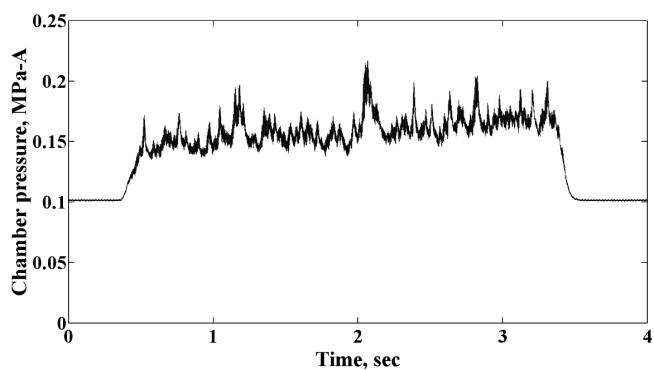


Fig. 9 Time history of the chamber pressure (No. 5).

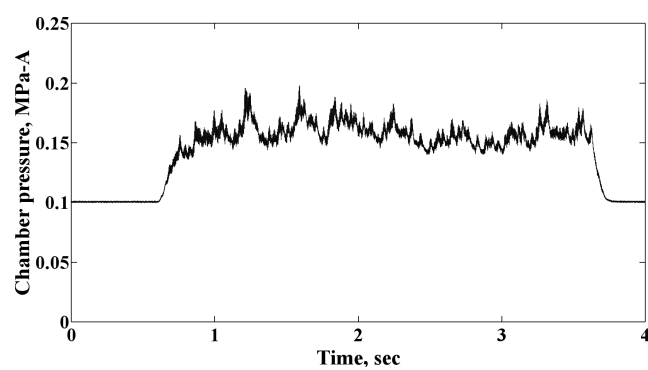


Fig. 13 Time history of the chamber pressure (No. 9).

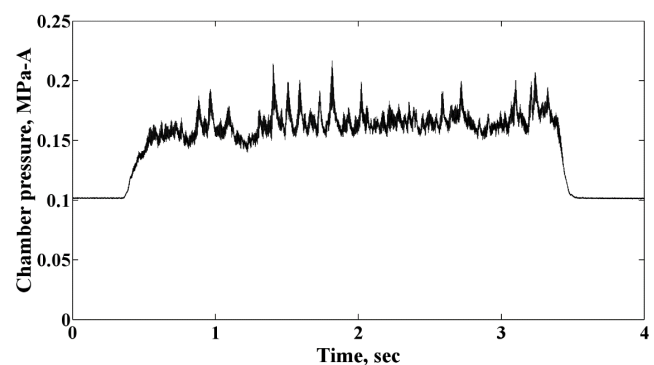


Fig. 10 Time history of the chamber pressure (No. 6).

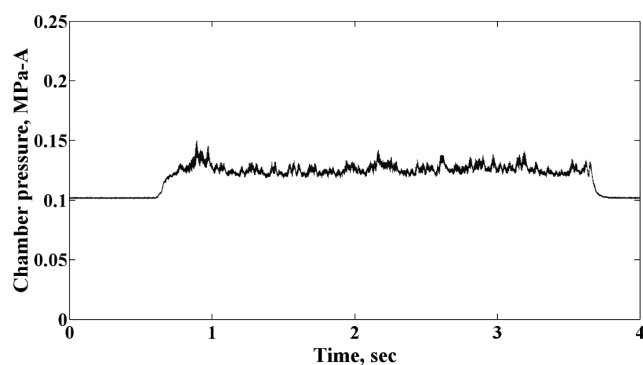


Fig. 14 Time history of the chamber pressure (No. 10).

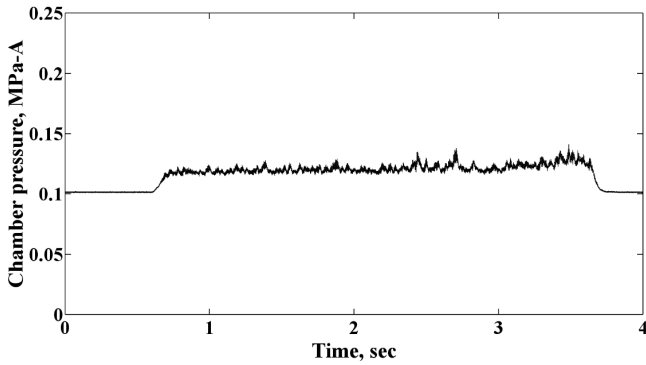
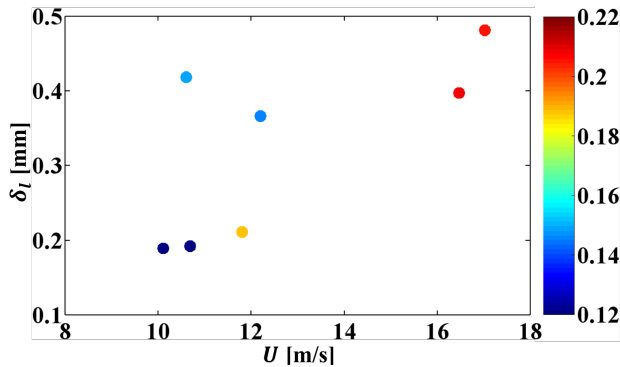
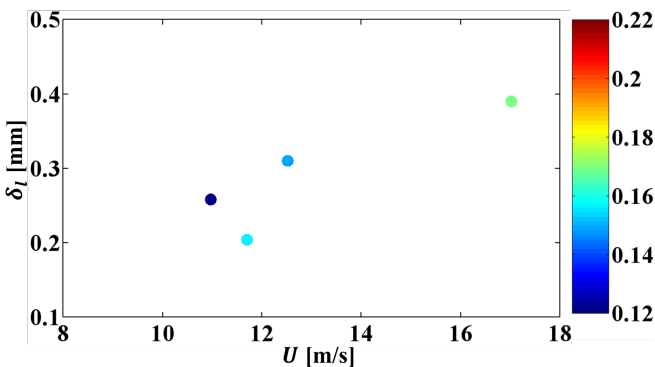
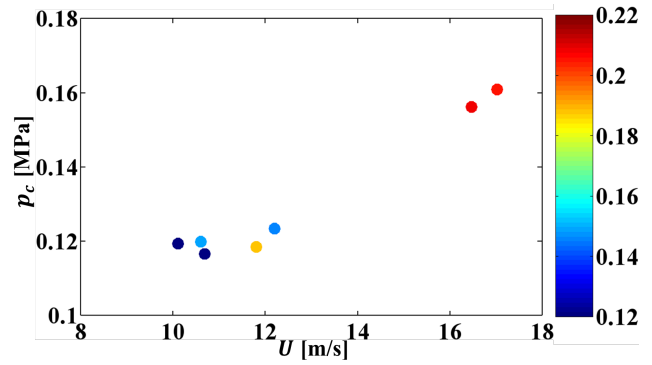
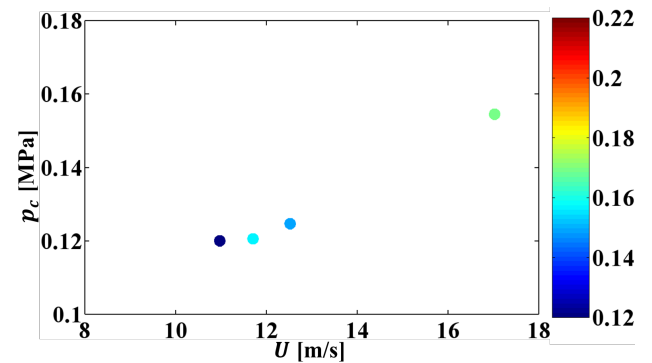


Fig. 15 Time history of the chamber pressure (No. 11)

以上の結果から、熔融ワックスが形成する燃料表面上の液層の厚さと燃焼器内の流速が燃焼振動の大きさに及ぼす影響について調べたところ以下のグラフが得られた。

Fig. 16 Stability map on the δ_l-U plane for pressure oscillations caused by a flame oscillating back and forth along the free stream (with cylinder).Fig. 17 Stability map on the δ_l-U plane for pressure oscillations caused by a flame oscillating back and forth along the free stream (without cylinder).

この結果より、液層厚さと燃焼器内の流速が増加するとともに燃焼不安定性が増加する傾向にあると考えられる。また、円柱がある時、つまり燃焼器内に発生する速度振動が強くなると不安定になることがわかる。また、縦軸に平均燃焼圧、横軸に流速を取り、同様にグラフ化すると Fig. 18 と Fig. 19 を得る。

Fig. 18 Stability map on the p_c-U plane for pressure oscillations caused by a flame oscillating back and forth along the free stream (with cylinder).Fig. 19 Stability map on the p_c-U plane for pressure oscillations caused by a flame oscillating back and forth along the free stream (without cylinder).

一般的に、突沸は液層の厚さだけでなく、圧力が高いことによっても生じやすくなる。上図においても燃焼圧が高いほど燃焼振動が強くなっており、突沸の発生頻度が増えていることが推定される。

4.2 ハイスピード撮影

ハイスピードカメラを用いて撮影した映像の一部を切り出したものを Fig. 20 に示す。これらの画像は時間進行順に並んでいる。酸素ガスは画像の左側から右側へ流れており、燃焼器は水平に設置されている。使用したハイスピードカメラは、株式会社フォトン製の FASTCAM Mini AX200 で、フレームレートは 5000 fps である。

撮影した画像から、燃料表面で突沸 (Fig. 20 の 2 段目の黄色の丸枠) とそれから生じた液滴およびガス化したワックスに引火する様子 (Fig. 20 の 3 段目の黄色の丸枠) が見られた。なお画像中の上面から下方に伸びている 2 本のワイヤーは、切断された点火用のニクロム線ワイヤーである。ここで、Fig. 21 の圧力履歴の時刻と Fig. 20 の映像のカレントタイムは同期している。Fig. 20 と比較すると、Fig. 21 の赤い丸枠で囲んだ周辺の圧力上昇時と、突沸が発生して直ちにガス化した燃料に引火する時刻がほぼ同時であることが確認できた。次に、燃焼の映像から、流れ方向に沿った持続的な火炎の前後振動が一連の実験で確認された。この火炎の前後振動は、燃料表面上でのみ前後振動する場合と燃料が設置されていない燃焼室前方にまで広く伝播する場合とがあった。この原因

の一つとして、液化したワックスが燃焼室前方に逆流して気化したワックスが引火したことが考えられるが、それだけでは説明がつかない程上流側に火炎が伝播することも多く、他の要因についても引き続き調査する必要がある。

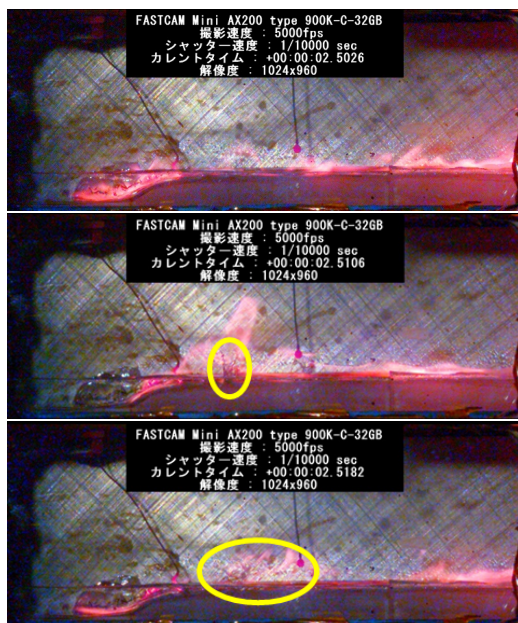


Fig. 20 High-speed camera image of the burning solid fuel (No. 7).

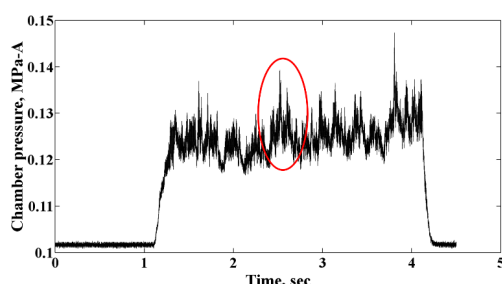


Fig. 21 Chamber pressure history synchronized with the high-speed camera image (No. 7).

5. 結言

ワックス等の低融点燃料特有の燃焼不安定性の解明するために、圧力振動の計測と同時に側方からの燃焼現象の可視化実験を行い、火炎の前後振動とそれに伴う突沸現象を確認した。ハイスピードカメラによる撮影により、火炎の前後振動は、液化したワックスが燃焼室前方に流れ込み、ある一定の液層厚さまでに発達し、気化したワックスに引火することにより発生することが確認された。ただし、火炎の前後振動が大きくなるにつれ、それだけでは説明がつかない程上流側に火炎が伝播するようになり、他の要因についても引き続き調べる必要がある。

さらに、液層の厚さ、速度振動（主流の流速）、平均燃焼圧が大きくなると、火炎の前後振動による圧力振動も大きくなる傾向があることがわかった。これは、液層の厚さや平均燃

焼圧が大きくなると、液層の中で沸騰しにくくなり突沸が起きやすくなることと、強い速度振動が突沸を起こす刺激となるためと考えられ、突沸と火炎の前後振動に強い相関があることがわかった。

謝辞

本研究で使用したハイスピードカメラおよびその周辺機器は、株式会社フォトロンより提供して頂いた。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) A. Karabeyoglu, Combustion Instability and Transient Behavior in Hybrid Rocket Motors, Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 218, Chapter 9, pp. 351-411 (2006).
- 2) I. Nakagawa and S. Hikone, Study on the Regression Rate of Paraffin-Based Hybrid Rocket Fuels, Journal of Propulsion and Power, Vol. 27, No. 6, pp. 1276-1279 (2011).
- 3) S. Lim, Y. Deguchi, Y. Kurosawa, T. Morita and J. Lee, Preliminary Study on the Interaction Between Vortex Shedding and Acoustic Oscillations in Hybrid Rockets, Proceedings of the 31st International Symposium on Space Technology and Science (31st ISTS), 2017-o-5-12 (2017).
- 4) S. Imafuku, S. Lim, Y. Deguchi, Y. Kurosawa and T. Morita, Experimental Study on Combustion Instabilities in Hybrid Rockets, The 6th International Symposium on Energetic Materials and their applications (ISEM 2017), P-23 (2017).
- 5) 今福成徳, 小島亮太, 三津田椎太, 森田貴和, ハイブリッドロケットモータ内の速度振動に起因する低周波燃焼不安定, 日本機械学会関東支部第 24 期総会・講演会講演論文集, GS0508 (2018).
- 6) G. A. Marxman, Combustion in the Turbulent Boundary Layer on a Vaporizing Surface, Tenth Symposium (International) on Combustion, pp. 1337-1349 (1965).
- 7) F. Barato, N. Bellomo, M. Faenza, M. Lazzarin, A. Bettella and D. Pavarin, Numerical Model to Analyze Transient Behavior and Instabilities on Hybrid Rocket Motors, Journal of Propulsion and Power, Vol. 31, No. 2, pp. 643-653 (2015).
- 8) D. Altman and R. Humble, Hybrid Rocket Propulsion Systems, Space Propulsion Analysis and Design, Rev. 1st ed., McGraw-Hill, New York, pp. 372-383 (1995).
- 9) C. Carmicino, Acoustic Excitation as Triggering Mechanism of the "DC Shift" in Hybrid Rockets, AIAA Journal, Vol. 57, No. 11, pp. 351-411 (2019).
- 10) 彦根智, 那賀川一郎, ハイブリッドロケット用パラフィン燃料の後退速度と燃焼メカニズムに関する研究, 東海大学工学部紀要, Vol.50, No.2, pp.169-174 (2010).
- 11) 倉田道夫, 中西浩一郎, 鎖状分子液体の物性定数, 化学工学, Vol.22, No.6, pp.394-401 (1958).