

IIII 身近な宇宙，落下塔による微小重力実験 IIIII  
(原著論文)

## 低圧における液滴間燃え広がり の微小重力実験

三上 真人・佐野 成太・Herman SAPUTRO  
渡利 英貴・瀬尾 健彦

### Microgravity Experiment of Flame Spread over Droplets at Low Pressure

Masato MIKAMI, Narita SANO, Herman SAPUTRO,  
Hidetaka WATARI and Takehiko SEO

#### Abstract

This research conducted microgravity experiments of flame spread over fuel-droplet arrays at a low pressure in order to improve understanding of the flame spread in fuel sprays under high-altitude relight condition of jet engines. The results show that both the flame-spread rate and flame-spread limit distance at the low pressure are greater than those at atmospheric pressure. The pressure effect on the flame-spread rate was discussed considering some elementary processes, such as droplet heating and thermal diffusion. The thermal diffusion speed is inversely proportional to the pressure. The pressure effect on the flame-spread limit distance was discussed considering transient process of high-temperature region around a burning droplet. The maximum radius of the outer edge of the high-temperature region is proportional to  $-1/3$  power of the ambient pressure. Group combustion occurrence was also demonstrated with a percolation model considering the flame-spread limit.

**Keyword(s):** Droplet, Flame spread, Low pressure, Microgravity experiment

#### 1. 緒言

航空機のジェットエンジンが高空で失火した場合，確実に再着火し始動する必要がある．この高空再着火性能は航空エンジンに求められる性能のうち，乗客の安全の観点から最も重要な性能の一つである．エンジン失火時にはタービンおよび圧縮機が停止するため，燃焼器内は高圧条件から一気に大気圧の  $1/4$  程度の低圧雰囲気となる．このような低圧下で再着火・安定燃焼を行う際にはパイロット火炎炎から各噴射弁の燃料噴霧へと燃え広がりが確実に生じる必要があるが，低圧雰囲気における噴霧内の燃え広がり特性はほとんどわかっていない．

著者らの研究グループは，未燃液滴への燃え広がりという過渡的過程を経て噴霧全体が燃焼する群燃焼が発現し，火炎定在化を生じさせることを示した<sup>1)</sup>．また，微小重力場における液滴列の燃え広がり速度を用いて噴霧火炎の対向流場での定在性の考察を行っている<sup>1)</sup>．燃料液滴列を対象とした液滴間燃え広がりに関する研究は多くの研究者により活発に行われてきている．理論解析<sup>2), 3)</sup>に加え，微小重力場を利用した実験的研究<sup>4-9)</sup>および数値計算<sup>10), 11)</sup>に

より，燃え広がりモード，燃え広がり速度，燃え広がり限界など，液滴間の燃え広がり機構の理解が深められてきている．微小重力場における等間隔液滴列燃え広がり実験に加え，不等間隔液滴列燃え広がり実験<sup>12)</sup>をもとに，液滴群燃焼用の新たなパーコレーションモデルが構築され，ランダム分散液滴群の群燃焼発現機構も調べられている<sup>12-15)</sup>．最近では二次元配置された液滴群要素を用いて燃え広がり方向依存性なども調べられており<sup>16)</sup>，液滴群要素およびランダム分散液滴群の燃え広がり実験が国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」において計画されている<sup>17)</sup>．

本研究では，これまで知見のない低圧力雰囲気における液滴間燃え広がりについて調べることを目的とする．低圧力として，高度 10000m における気圧相当の 25kPa を対象とした．浮力の影響の無視できる微小重力環境において実験を行い，燃え広がり速度および燃え広がり限界に与える周囲気体圧力の影響について考察を行った．また，液滴間の燃え広がり限界を利用してランダム分散液滴群の群燃焼発現を調べるパーコレーション計算も行った．

## 2. 微小重力実験の必要性

実機における噴霧燃焼では、噴霧を構成する個々の液滴は  $10\mu\text{m}$  のオーダーと非常に小さいため、通常重力場においても液滴スケールで生じる現象に与える重力の影響は無視できるほど小さい。これに対し、時間・空間分解能の拡大のため  $d_0=1\text{mm}$  程度の比較的大きな液滴を燃焼させる場合には浮力による自然対流の影響が顕著になり、微小な液滴を用いた場合と現象が大きく異なる。そのため、これまで  $1\text{mm}$  程度の直径の液滴を用いた微小重力場での燃焼実験が多く行われてきている<sup>17)</sup>。

このような液滴燃焼における自然対流の影響は一般にグラスホフ数を用いて評価される。代表長さとして最大火炎直径  $D_m$  を用いるとグラスホフ数は  $Gr = (\Delta\rho/\rho)gD_m^3/\nu^2$  と表わされる。 $\Delta\rho/\rho$  は無次元密度差、 $g$  は重力加速度、 $\nu$  は動粘性係数である。最大火炎径  $D_m$  は通常、初期液滴直径  $d_0$  に比例することから、グラスホフ数は  $d_0^3$  に比例して大きくなる。また、動粘性係数は周囲気体圧力  $P_a$  に反比例するため、グラスホフ数は  $P_a^2$  に比例する。本研究では後述のとおり、微小重力環境を作る落下実験施設の制約により、多くの研究者が用いる  $1\text{mm}$  液滴よりは小さい  $d_0=0.48\text{mm}$  の液滴を用いている。また、周囲気体圧力も  $25\text{kPa}$  と低圧条件である。これらにより、自然対流の影響は大気圧下で  $1\text{mm}$  液滴を用いる場合よりも小さくなる。

液滴燃焼では自然対流の影響が小さくなると熱・物質の拡散が支配的となることから、グラスホフ数内の動粘性係数を拡散係数または温度伝導率で置き換えた無次元数の方が液滴燃焼物理のうえでは適していると思われる。この場合、無次元数の分子は自然対流速の二乗、分母は拡散速度の二乗に比例するため、ここで各速度を比較しておく。

火炎高さ  $D_m$  の距離だけ浮力で加速されて生じる自然対流の速度は  $\{2(\Delta\rho/\rho)gD_m\}^{1/2}$  である。火炎半径  $D_m/2$  を代表長さとする熱拡散速度は温度伝導率を  $a$  として  $a/(D_m/2)$  である。ここで、火炎高さの圧力依存性を除けば自然対流速度は圧力に依存しないと言える。逆に熱拡散速度は温度伝導率が圧力に反比例することから、低圧ほど大きくなる。大気圧 ( $101\text{kPa}$ ) および  $25\text{kPa}$  において  $d_0=0.5\text{mm}$  程度の液滴周囲に  $D_m=5\text{mm}$  の火炎が形成されるとする。無次元密度差を求める際には火炎温度を  $1700\text{K}$ 、周囲気体温度を  $300\text{K}$ 、平均温度を  $1000\text{K}$  とし、温度伝導率は  $1000\text{K}$  における空気の値として大気圧では  $a=170\text{mm}^2/\text{s}$ 、 $25\text{kPa}$  では  $a=680\text{mm}^2/\text{s}$  を用いる。これより  $\{2(\Delta\rho/\rho)gD_m\}^{1/2}=0.37\text{m/s}$  である。大気圧では  $a/(D_m/2)=0.068\text{m/s}$  であることから、自然対流支配であると言える。  $25\text{kPa}$  の低圧では  $a/(D_m/2)=0.27\text{m/s}$  と熱拡散速度は大気圧下よりも 4 倍ほどに大きくなるが、自然対流速度と同程度である。

以上より、初期液滴直径が比較的小さく、周囲気体圧力が低い本研究の実験条件においても、浮力による自然

対流の影響を抑制するためには、微小重力環境における実験が必要と言える。

## 3. 実験装置および方法

Figure 1 に本研究で用いた液滴列のモデルを示す。この液滴列は Oyagi ら<sup>12)</sup>の実験と同様の不等間隔液滴列である。液滴 I は着火用液滴、液滴 B および液滴 A が干渉用二液滴、液滴 L は燃え広がり限界確認用液滴である。Oyagi ら<sup>12)</sup>の実験では、この不等間隔液滴列を用いることで、液滴 A-液滴 L 間の燃え広がり限界に与える二液滴干渉効果を調べた。本研究ではこれらの効果に加えて、液滴 B-液滴 A 間の燃え広がりから燃え広がり速度の無次元液滴間隔依存性についても調べた。

液滴 I-液滴 B 間の液滴間隔  $S_{IB}$  がある程度以上小さい場合、液滴 B-液滴 A 間の燃え広がりから液滴 I の燃焼が影響すると考えられる。特に液滴 I は後述のとおり熱面着火装置により着火されるため、液滴 I から液滴 B への影響には着火時の擾乱も含まれる。予備実験により、干

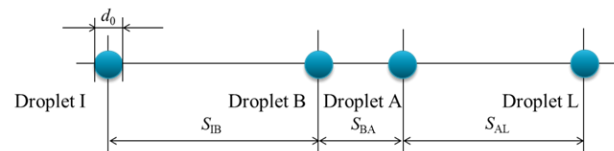


Fig. 1 Droplet array model

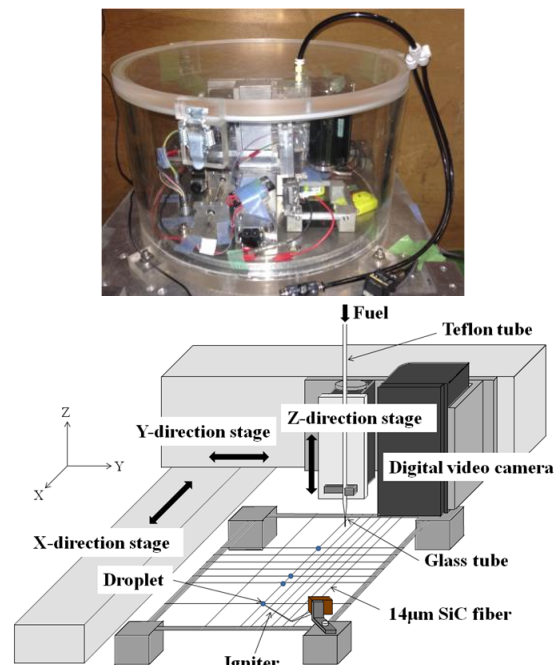
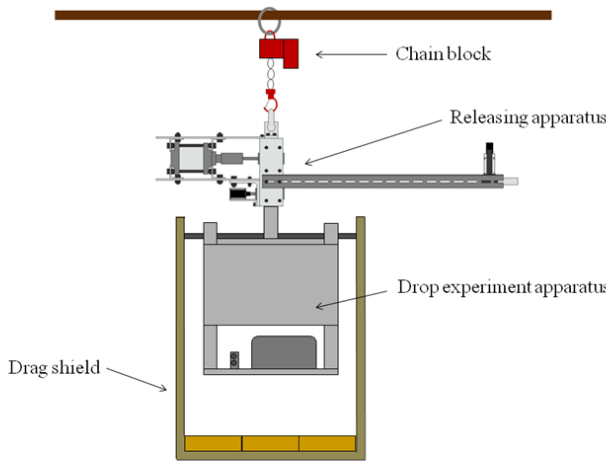


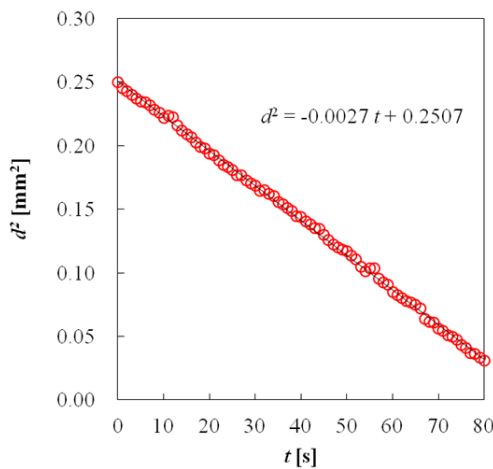
Fig. 2 Experimental apparatus for flame-spread over a droplet array. The upper photograph shows the apparatus installed in a low-pressure vessel.

渉の無い場合の液滴間の燃え広がり限界距離は  $S/d_0=20$  付近にあることが示唆されたことから,  $d_0=0.48\text{mm}$  に対して  $S_{IB}=9\text{mm}$  とした ( $S_{IB}/d_0=18.8$ ).

**Figure 2** に液滴列燃え広がり実験装置の概略図と低压容器内に設置された装置の写真を示す. 各液滴は線径  $14\mu\text{m}$  の SiC ファイバー (Hi-Nicalon, 日本カーボン) の交点に 3 次元トラバースシステムにより位置決めされた燃料供給用ガラスニードルから所定の燃料を供給することで生成される. 燃料の供給量はステッピングモーター駆動の燃料供給シリンジのプランジャー移動量により制御した. 燃料としては正デカンを用いた. すべての液滴を生成後, トラバースシステムに固定されたデジタルビデオカメラ (SANYO, DMX-FH11) を液滴列の上に移動し撮影を行った. カメラのフレームレートは  $240\text{fps}$  である. 液滴 I の着火は鉄クロム線の電気加熱による熱面着火装置により行った. カメラも含むこれらの装置は **Fig. 2** の写真に示されるように, 低压容器内に設置した.



**Fig. 3** Drop experiment apparatus



**Fig. 4** Temporal variation of droplet diameter squared without burning at 25 kPa in normal gravity.

微小重力実験は山口大学工学部内の自由落下距離  $4.4\text{m}$ , 微小重力継続時間  $0.95\text{s}$  の落下実験施設において行った. **Figure 3** に示されるとおり, **Fig. 2** の装置に加え, プログラマブルコントローラー (PLC) などの制御装置およびバッテリーも搭載した落下実験装置をドラッグシールド内で非接触落下させる二重箱方式とした. 落下装置をクレーンで引き上げてから, 落下実験開始信号を送信し, 液滴の生成を開始させる. 液滴列生成終了後, デジタルビデオカメラの撮影が開始される. エアシリンダーのシャフトを引き抜き落下を開始すると, フォトマイクロセンサーが落下開始を検知し, 着火装置が作動する. 落下実験開始信号送信後の一連の動作は PLC により制御されている. 本実験では微小重力継続時間のうち燃え広がり観察が可能な時間は約  $0.7\text{s}$  である. 低压容器内は  $25\text{kPa}$  の空気であり, 1 回の燃焼実験毎に換気を行った.

本研究で用いた燃料の正デカンは大気圧・室温下では低揮発性であるが, 低压下では燃料の沸点が大気圧の場合と比べ低くなることから, 低压雰囲気ほど液滴生成から着火までの待ち時間における予蒸発量が多くなる. よって, 低压実験では待ち時間を可能な限り短くする必要がある. 先述のとおり, 本実験では液滴生成開始から装置の切り離し, 微小重力場での着火までの一連の動作は PLC により制御されている. 干渉用液滴の一つ目を生成してから着火までの時間は  $8\text{s}$  であった. **Figure 4** に  $25\text{kPa}$ ・室温における生成時直径が  $0.5\text{mm}$  の正デカン液滴の直径の二乗値  $d^2$  の時間  $t$  に対する変化を示す. この図より  $8\text{s}$  後には液滴直径は約  $4\%$  減少することがわかる. すべての実験において, 大気圧下で  $0.5\text{mm}$  液滴を生成する場合と同じ量の燃料を供給したため,  $25\text{kPa}$  の低压実験における初期液滴直径を  $d_0=0.48\text{mm}$  として解析を行う. なお, 初期液滴直径のばらつきの標準偏差は  $2.4\%$  である.

#### 4. 実験結果および考察

**Figure 5** に  $25\text{kPa}$  の低压雰囲気において異なる配列の液滴列が微小重力場で燃え広がる様子の代表的な写真を示す. **Figure 1** に示される液滴モデルと同様に, 左から液滴 I, 液滴 B, 液滴 A, 液滴 L が配置されている. 液滴 B-液滴 A の間隔  $S_{BA}$  および液滴 A-液滴 L の間隔  $S_{AL}$  はともに, 初期液滴直径  $d_0$  により無次元化して表示している. 液滴 I のまわりに初期火炎が観察された時点に液滴 I の着火とし, 液滴 I の着火からの経過時間を  $t$  とした. 比較のため **Fig. 6** に大気圧における微小重力場での  $d_0=0.5\text{mm}$  正デカン不等間隔液滴列の燃え広がり写真<sup>16)</sup>を示す. **Figure 6** では液滴 A の着火からの経過時間を  $t_A$  として表示している. 大気圧下では各液滴の着火直後には青炎が見られるが, 燃焼中のほとんどの時間帯ですすの発光による黄色輝炎が観察された. これに対し, **Fig. 5** の低压下ではいずれの液滴配列においても常に青炎が観察され, 低压下ではすすの生成が抑制されることがわかる.

Figure 5a および Fig. 5b では液滴 B および液滴 A の周囲には二液滴を取り囲む一つの集合火炎が形成されている。Mikami ら<sup>8)</sup>の微小重力場・大気圧下における正デカン等間隔液滴列の燃え広がり実験では、各液滴まわりに形成される火炎が燃焼中に結合し集合火炎が形成される限界の液滴間隔は  $S/d_0=11$  付近であった。Figure 5b では  $S_{BA}/d_0=12.5$  においても集合火炎が形成されていることから、周囲気体圧力が低いほど、液滴間干渉効果が大きくなることを示唆される。Figure 5 の各液列における  $S_{AI}/d_0$  はそれぞれの  $S_{BA}/d_0$  に対応した燃え広がり限界液滴間隔に近い条件である。 $S_{BA}/d_0$  が小さいほどより大きい  $S_{AI}/d_0$  においても燃え広がりが可能となっている。燃え広がり限界については後に詳述を行う。

Figure 7 に燃え広がり速度の液滴間隔依存性を示す。縦軸の  $V_f d_0$  は初期液滴直径に関して正規化された燃え広がり速度である<sup>8)</sup>。低圧における燃え広がり速度  $V_f$  は液滴 B-液滴 A 間の液滴間隔  $S_{BA}$  とその燃え広がりによした時間から求めた。横軸の液滴間隔  $S/d_0$  としては  $S_{BA}/d_0$  を用いた。同図には比較のため Mikami ら<sup>8)</sup>の微小重力場・大気圧下における正デカン等間隔液滴列の燃え広がり実験の結果も示す。

大気圧下の燃え広がり速度と比べると低圧下での燃え広がり速度はばらつきが大きい。Mikami ら<sup>8)</sup>の大気圧下

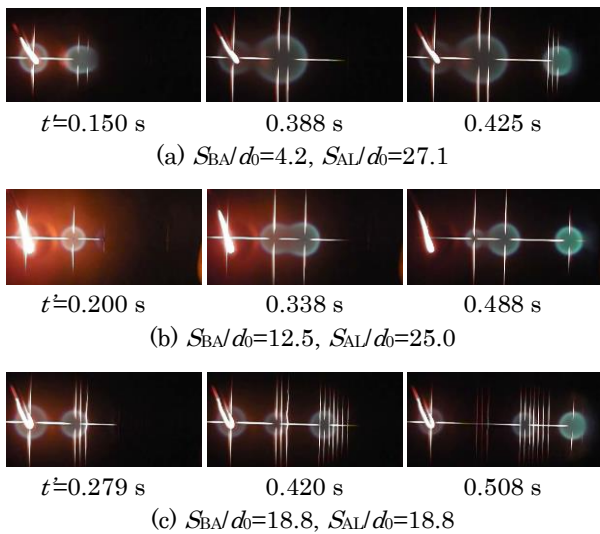


Fig. 5 Burning behavior for different droplet arrays at 25 kPa.  $t'$  is elapsed time from the ignition of Droplet I.

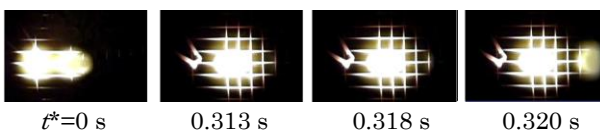


Fig. 6 Burning behavior for  $S_{BA}/d_0=4$  and  $S_{AI}/d_0=16$  at 101 kPa<sup>16)</sup>.  $t^*$  is elapsed time from the ignition of Droplet A.

での実験は本低圧実験の場合より大きい初期液滴直径である  $d_0=1\text{mm}$  の液滴から成る等間隔液滴列を用いている。燃え広がり速度の算出にはすべての液滴列を燃え広がる際の火炎先端の時間変化グラフの傾きを用いており、燃え広がり速度の算出精度が高い。本低圧実験では、液滴 B-液滴 A 間の燃え広がり情報のみから燃え広がり速度を算出しているため、等間隔液滴全体の燃え広がり情報から算出する場合より誤差が大きくなる。本実験では 240fps のビデオカメラを用いて燃え広がり挙動を観察しているため、燃え広がり時間の分解能は  $1/240\text{s}$  である。

Figure 7 の  $S_{BA}/d_0=4.2$  の条件において示されている二つの燃え広がり速度の差は一コマ分の違いにより生じたものである。燃え広がり時間が長い条件ほど、時間分解能による燃え広がり速度の誤差は小さくなる。初期液滴直径  $d_0$  も 2.4% の誤差を伴うが、燃え広がり速度誤差においては時間分解能による誤差が大きいと言える。

この誤差を考慮して Fig. 7 を見ると、 $S/d_0$  が 12 以上の範囲において低圧下での燃え広がり速度  $V_f d_0$  は液滴間隔  $S/d_0$  が大きくなるほど小さくなる傾向にあると言える。また、低圧下での燃え広がり速度は大気圧下での燃え広がり速度よりも大きいと言える。

未燃液滴周囲に可燃性混合気層が形成されていない状態での液滴間燃え広がりでは、液滴間隔が比較的小さい場合は未燃液滴の加熱が律速過程となり、液滴間隔が比較的大きい場合は未燃液滴への高温領域の熱伝導が律速過程となる<sup>8)</sup>。本低圧実験では実験時の気温は 296K~303K であり、平均気温は 298K であった。298K における正デカン液滴表面の気相側当量比  $\phi$  は大気圧では  $\phi^*=0.13$ 、25kPa では  $\phi^*=0.55$  である。 $\phi^*=0.55$  は可燃範囲の下限当量比付近である。296K~303K においては  $\phi^*=0.47\sim 0.76$  の範囲である。燃料濃度は液滴表面から離れるほど低下することから、本低圧実験時には未燃液滴

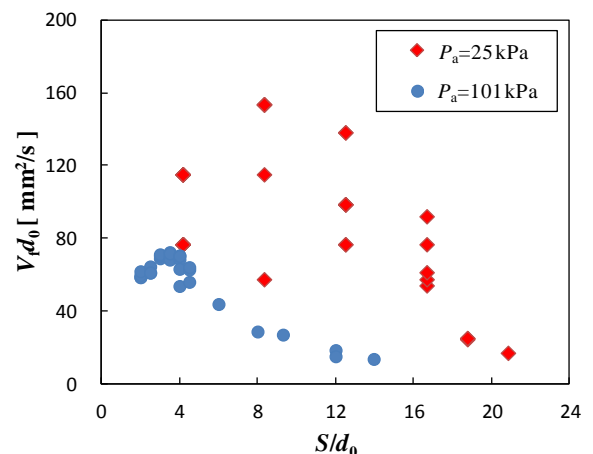


Fig. 7 Dependences of flame-spread rate  $V_f d_0$  on droplet spacing  $S/d_0$  at different ambient pressures  $P_a$ . The data for  $P_a=101$  kPa are taken from Ref. 8.

まわりには可燃性混合気層はほとんど形成されていないと言える。未燃液滴が着火し周囲に火炎が形成される過程では、未燃液滴周囲に形成された混合気層内をトリプルフラームが伝播することが知られており、未燃液滴の着火時には当量比 1 付近の半径方向位置が液滴からある程度離れている必要がある<sup>8)</sup>。よって、本低圧条件においても、未燃液滴が着火されるためには未燃液滴がさらに加熱される必要があり、低圧における燃え広がりを基本的には未燃液滴周囲に可燃性混合気層が形成されていない状態での液滴間燃え広がりと同様に考える。

液滴の加熱時間は低圧ほど小さいと考えられ、これは燃え広がり速度を増大させる方向に作用する。また、熱拡散速度は 2 章で述べたとおり圧力に反比例することから、25kPa においては大気圧時の 4 倍の熱拡散速度となる。Figure 7 から 25kPa での燃え広がり速度は  $S/d_0=4$  付近では大気圧下での燃え広がり速度の 4 倍より小さいが、 $S/d_0=12$  付近では 4 倍より大きくなっている。 $S/d_0=4$  付近では熱拡散の影響は小さく液滴加熱の影響が強く現れており、 $S/d_0=12$  付近では熱拡散の影響に加えて液滴加熱の影響も現れたものと考えられる。

Figure 8 に液滴 A から液滴 L への燃え広がりの可否を干渉二液滴間隔の  $S_{BA}/d_0$  に対して示す。同図には比較のため Oyagi ら<sup>12)</sup>の微小重力場・大気圧下における正デカン不等間隔液滴列の燃え広がり実験の結果も示す。○は液滴 L への燃え広がりが可能な条件、×は燃え広がりが不可能な条件である。低圧条件における△の条件は  $S_{BA}/d_0=4.2$  では 4 回中 2 回液滴 L への燃え広がりが確認された条件であり、 $S_{BA}/d_0=8.3$  では 5 回中 3 回液滴 L への燃え広がりが確認された条件である。 $S_{BA}/d_0=16.7$  および 18.8 の条件においては、微小重力時間が不十分であり、

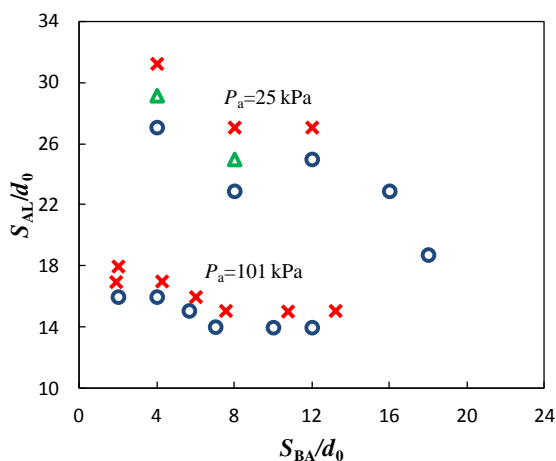


Fig. 8 Dependences of flame-spread-limit distance on droplet spacing between Droplets B and A at different ambient pressures  $P_a$ . The symbols are explained in the text. The data for  $P_a=101$  kPa are taken from Ref. 12.

燃え広がりが不可能な液滴 L の位置を確認できていない。Figure 8 では低圧条件の方が大気圧下での結果よりもぼらつきが大きく見える。これは主として実験手法の違いによる  $S_{AL}/d_0$  の分解能の違いによるものと言える。Ref. 12 の大気圧下の実験では  $d_0=1\text{mm}$  程度の液滴を用いており、 $S_{AL}$  と  $d_0$  をともに細かく変化させることで、燃え広がり可否を調べる際の  $S_{AL}/d_0$  の分解能を向上させている。これに対し、本低圧実験では  $d_0=0.48\text{mm}$  と比較的小さい液滴を用いており、 $d_0$  を変えた実験も行っていないため、燃え広がり可否を調べる際の  $S_{AL}/d_0$  の分解能は Ref. 12 より劣っている。

燃え広がり限界液滴間隔  $(S_{AL}/d_0)_{\text{limit}}$  は○と×の間が存在していると考えられる。Figure 8 より燃え広がり限界液滴間隔は低圧の方が大きいと言える。大気圧では  $S_{BA}/d_0$  が 7 より小さいと  $S_{BA}/d_0$  が小さいほど燃え広がり限界液滴間隔が増大している<sup>12), 16)</sup>。 $S_{BA}/d_0$  が 7 より大きい場合の  $(S_{AL}/d_0)_{\text{limit}}$  は等間隔液滴列の実験<sup>8)</sup>から得られた燃え広がり限界である  $(S/d_0)_{\text{limit}}=14$  とほぼ同じとなっている。低圧下においても大気圧下と同様に  $S_{BA}/d_0$  が小さいほど  $(S_{AL}/d_0)_{\text{limit}}$  は増大すると考えられる。低圧下において二液滴干渉の影響の無視できる場合の燃え広がり限界はこの図のみから判断するのは困難である。

Figure 5 には示していないが、 $S_{BA}/d_0=20.8$  の液滴 B-液滴 A 間距離を燃え広がったのは 4 回中 1 回であった。これと Fig. 8 の傾向を合わせて考えると、25kPa の低圧条件における液滴干渉の影響の無視できる場合の燃え広がり限界液滴間隔は 20~22 程度であると推測される。

ここで燃え広がり限界液滴間隔の圧力依存性について考察する。液滴火炎まわりに形成される高温領域外縁の半径は時間とともに一旦拡大し、最大値をとった後減少する。燃え広がり時には未燃液滴が加熱され可燃性混合気層が着火される必要があるため、ここでは高温領域外縁の代表温度として  $T_c=1000\text{K}$  を考える。未燃液滴まわりに可燃性混合気層が形成されるのに必要な温度はこの  $T_c$  より低い温度であるため、燃え広がり限界液滴間隔のように液滴間隔が十分大きい場合には、 $T_c$  の領域が未燃液滴近傍に到達する頃には可燃性混合気層はすでに形成されていると考えられる。先述のとおり可燃性混合気層の形成に必要な液滴加熱の時間は低圧ほど小さいが、燃え広がり限界付近では高温領域外縁の液滴近傍の可燃性混合気への到達が律速となっていると考えられる。Mikami ら<sup>8)</sup>は未燃液滴まわりに形成された当量比 1 付近の可燃性混合気層半径について初期火炎半径の値をもとに初期液滴直径程度としている。また、液滴近傍の濃度分布は準定常的に扱うことが可能と考えられ、その場合可燃性混合気層半径の圧力依存性は小さいと言える。したがって、燃え広がり限界液滴間隔の圧力依存性に最も大きな影響を与えるのは高温領域外縁半径の最大値の圧力依存性であると考えられる。

火炎から外の領域で液滴から離れた遠方場では、熱・

物質の拡散が支配的である。熱・物質の非定常拡散方程式においてフレームシートを仮定すると、ある温度  $T_c$  の半径位置の最大値  $r_{cmax}$  は以下の式で表される<sup>12), 18)</sup>。

$$r_{cmax}/d_0 = \left( \frac{3}{2\pi e} \right)^{1/2} \left\{ \frac{\pi \rho_l H}{6 \rho_g C_p (T_c - T_a)} \right\}^{1/3} \quad (1)$$

ここで、 $\rho_l$ ,  $\rho_g$ ,  $H$ ,  $C_p$ ,  $T_a$  はそれぞれ、液体燃料密度、気体密度、燃料発熱量、定圧比熱、周囲気体温度である。式(1)より  $r_{cmax}/d_0$  は周囲気体圧力  $P_a$  の-1/3 乗に比例することがわかる。気体密度および定圧比熱として 1000K の空気の値を用い、周囲気体温度として 298K を用いると、大気圧では  $r_{cmax}/d_0=16.4$ 、25kPa では  $r_{cmax}/d_0=26.0$  となる。実際には輻射熱損失や熱かい離により火炎温度は低下するため、高温領域外縁半径もこの値より小さくなると考えられ、Fig. 8 に示された液滴干涉の無視できる場合の燃え広がり限界液滴間隔に近い値となると考えられる。

最後に液滴列燃え広がり微小重力実験で得られた知見をもとに低圧における液滴群の群燃焼発現条件について考察を行って置く。著者らの研究グループでは、燃え広がり限界に関する情報を利用したパーコレーションモデルにより、ランダム分散液滴群の群燃焼発現について調べている<sup>12), 14), 15)</sup>。格子間隔  $L$ 、一辺の格子数  $N$  の正方格子の格子点上に  $M$  個の液滴を配置する。下辺に存在する液滴から燃焼開始し、その液滴から燃え広がり限界距離  $(S/d_0)_{limit}$  内に存在する液滴には燃え広がるというルールに従い、個々の液滴への燃え広がり可否の判断を繰り返し、火炎がすべての辺に届いた場合を群燃焼発生とする。 $(S/d_0)_{limit}$  として、微小重力場における液滴列燃え広

がり実験から得られた燃え広がり限界液滴間隔  $(S/d_0)_{limit}$  を用いる。Figure 9 に  $L/d_0=2$ ,  $NL/d_0=400$  の3次元正方格子において平均液滴間隔  $(S/d_0)_m=22.35$  のランダム分散液滴群の群燃焼が発生した際の様子を示す。Fig. 9 は本研究の低圧条件を模擬し、 $(S/d_0)_{limit}=20$  において計算を行っている。Fig. 8 に示されるとおり、局所の液滴干涉により燃え広がり限界液滴間隔は増大するが、ここではその効果は考慮していない。

Figure 10 に異なる圧力条件における群燃焼発生確率を平均液滴間隔  $(S/d_0)_m$  に対して示す。計算に必要な燃え広がり限界として、大気圧条件では液滴干涉の影響の無視できる場合の  $(S/d_0)_{limit}=14$  を用い、低圧条件では Fig. 9 と同じく  $(S/d_0)_{limit}=20$  を用いた。 $(S/d_0)_m$  が小さい密な噴霧では群燃焼が極めて高い確率で発生可能であるが、ある  $(S/d_0)_m$  付近で  $(S/d_0)_m$  の増大に伴い群燃焼発生確率が急激に低下することがわかる。群燃焼発生確率が 0.5 前後となる場合の  $(S/d_0)_m$  の値から群燃焼発生確率 0.5 に相当する場合の  $(S/d_0)_m$  を直線補間により求め、それを臨界平均液滴間隔  $(S/d_0)_c$  とした。大気圧条件では  $(S/d_0)_c=15.81$ 、低圧条件では  $(S/d_0)_c=22.35$  である。これらの値はいずれも各圧力条件における燃え広がり限界液滴間隔  $(S/d_0)_{limit}$  よりも大きい。低圧条件と大気圧条件の臨界平均液滴間隔の比は  $22.35/15.81=1.41$  であり、燃え広がり限界液滴間隔の比  $20/14=1.43$  と近く、燃え広がり限界の増大に比例して臨界平均液滴間隔が増大すると言える。今後、より長時間の微小重力環境を利用した高精度な実験により、燃え広がり限界液滴間隔の情報を得ることが必要である。さらに、液滴干涉効果も含んだ燃え広がり限界液滴間隔を求め、パーコレーションモデルに考慮することにより、ランダム分散液滴群の群燃焼発生機構の解明にさらに繋がると考えられる。

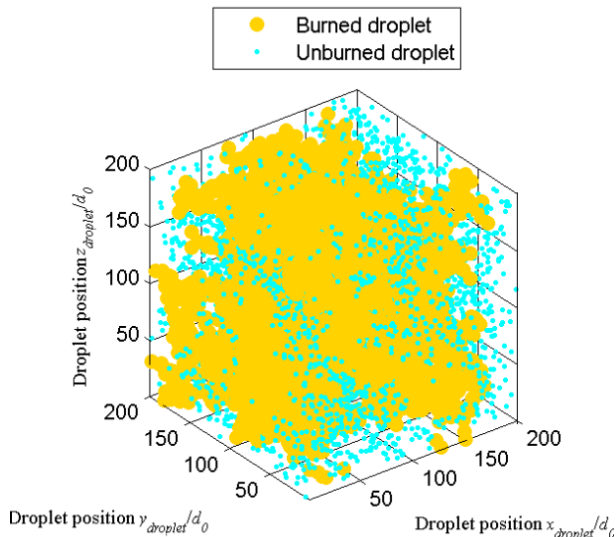


Fig. 9 Percolation simulation of group-combustion occurrence in a randomly distributed droplet cloud at critical condition for simulating low-pressure condition with flame-spread limit  $(S/d_0)_{limit}=20$ .

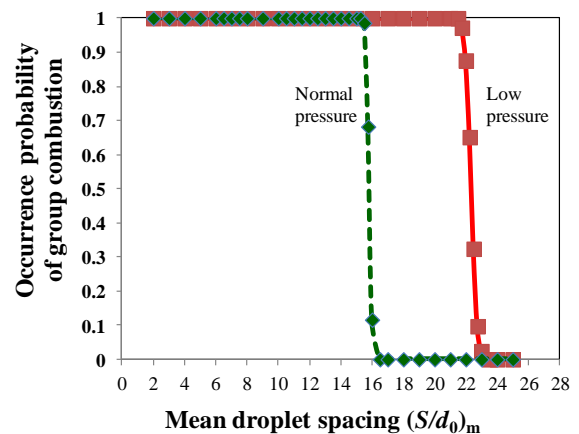


Fig. 10 Occurrence probability of group combustion in randomly distributed droplet clouds considering flame-spread limit  $(S/d_0)_{limit}$  at different ambient pressures.

## 5. 結言

低圧雰囲気における正デカン不等間隔液滴列の燃え広がり実験を微小重力場において行い, 既存の大気圧雰囲気における結果と比較を行った。

燃え広がり速度は低圧下の方が大きかった。燃え広がり速度の増大割合は液滴間隔が大きいほど大きい。液滴間隔が比較的小さい条件では, 燃え広がりを律速する液滴加熱時間が圧力の低下に伴い減少することで燃え広がり速度が増大する。液滴間隔が比較的大きい条件では圧力に反比例する熱拡散速度が圧力の低下に伴い大きくなることにより燃え広がり速度が増大する。

燃え広がり限界液滴間隔も低圧下ほど大きくなった。未燃液滴着火に寄与する高温領域外縁の半径はある時間で最大値をとる。この最大値は圧力の $1/3$ 乗に比例しており, この圧力依存性が燃え広がり限界液滴間隔の圧力依存性に寄与していることが示唆された。

微小重力実験により得られる燃え広がり限界液滴間隔は, パーコレーションモデルに用いることで, ランダム分散液滴群の群燃焼発現特性の理解を深めることができる。今後, 液滴干渉効果も含む燃え広がり限界液滴間隔をより正確に求めること可能な微小重力実験が望まれる。

## 謝辞

科学研究費補助金基盤 B (課題番号 24360350) の補助を受けて行われた。また, 本研究を行うにあたり本学学部生の本松直也君の協力を得た。ここに記して謝意を表する。

## 参考文献

- 1) M. Mikami, Y. Mizuta, Y. Tsuchida and N. Kojima: Proc. Combust. Inst., **32** (2009) 2223.
- 2) A. Umemura: JSME Trans., **B68** (2002) 2442 (in Japanese).
- 3) A. Umemura: JSME Trans., **B68** (2002) 2429 (in Japanese).
- 4) S. Kato, H. Mizuno, H. Kobayashi and T. Niioka: JSME Int., J. **B41** (1998) 322.
- 5) H. Kobayashi, J. Park and T. Niioka: Proc. Combust. Inst., **29** (2002) 2603.
- 6) M. Mikami, H. Oyagi, N. Kojima, M. Kikuchi, Y. Wakashima and S. Yoda: Combust. Flame, **141** (2005) 241.
- 7) H. Oyagi, O. Moriue, M. Mikami, N. Kojima and M. Kikuchi: JSME Trans., **B71** (2005) 157 (in Japanese).
- 8) M. Mikami, H. Oyagi, N. Kojima, Y. Wakashima, M. Kikuchi and S. Yoda: Combust. Flame, **146** (2006) 391.
- 9) H. Nomura, Y. Suganuma, A. Setani, M. Takahashi, M. Mikami and H. Hara: Proc. Combust. Inst., **32** (2009) 2163.
- 10) M. Kikuchi, T. Arai, S. Yoda, T. Tsukamoto, A. Umemura, M. Uchida and T. Niioka: Proc. Combust. Inst., **29** (2002) 2611.
- 11) M. Kikuchi, Y. Wakashima, S. Yoda and M. Mikami: Proc. Combust. Inst., **30** (2005) 2001.
- 12) H. Oyagi, H. Shigeno, M. Mikami, N. Kojima: Combust. Flame **156** (2009) 763.
- 13) A. Umemura and S. Takamori: Combust. Flame, **141** (2005) 336.
- 14) H. Shigeno, H. Oyagi, M. Mikami and N. Kojima, N.: Proc. Twenty-Fifth International Symposium on Space Technology and Science, 2006, 2006-h-24.
- 15) H. Saputro, T. Seo and M. Mikami: Proc. 24th Int. Symp. Transport Phenomena, 2013, No. 80-110.
- 16) M. Mikami, T. Hirose, H. Watari, T. Seo, O. Moriue and K. Kikuchi: Proc. 25th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2013, No. 46.
- 17) M. Mikami: J. Combust. Society Japan, **56** (2014) 101 (in Japanese).
- 18) K.K. Kuo: Principles of Combustion, John Wiley & Sons Inc., New York, 1986.

(2014年8月2日受理, 2014年10月8日採録)