

微小重力下での直線燃料液滴列に沿った火炎伝ば* (第1報, 液滴間火炎伝ば様式マップの作成)

梅 村 章*¹

Flame Propagation along a Linear Array of Liquid Fuel Droplets under Micro-Gravity Condition (1st Report, Inter-Droplet Flame Propagation Mode Map)

Akira UMEMURA*²

*² Department of Aerospace Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chigusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Useful insight into the flame propagation characteristics of sprays may be derived from the study of flame spreading phenomena along a linear array of liquid fuel droplets under micro-gravity condition. Depending on the kind of fuel, droplet size, inter-droplet distance and ambient gas condition, various flame propagation modes will be excited. In the present report, a map of flame propagation modes is proposed through simple physical consideration, thus preparing for the detailed analyses of flame propagation characteristics which will be conducted in the following two reports. It is found that there are three modes in which the expansion of diffusion flame formed around the frontal burning droplet plays an important role for the ignition of next droplet.

Key Words: Inter-Droplet Flame Propagation, Linear Droplet Array, Micro-Gravity, Model Analysis, Mode Map

1. はじめに

噴霧燃焼機構を解き明かすための努力が種々の切り口から行われてきている⁽¹⁾。連続体理論に準拠した巨視的な観点からとらえた噴霧の研究が行われる一方で、それに対して基礎的な知識を提供する微視的な観点に立った研究がある。理論的なアプローチでは、古くは単一液滴の蒸発および燃焼の研究から始まって、液滴間干渉の研究へと発展してきた⁽²⁾⁻⁽⁶⁾。しかし、その多くは準定常仮定に基づいた解の適用できるような対象に限定されていて、Chiu⁽⁷⁾によって概念化された液滴群燃焼の発生過程に関係する、液滴間の火炎伝ばなどの微視的な過渡現象については十分に研究されているとはいえない。

近年、わが国において、直線状に並んだ液滴間の火炎伝ばのようすが微小重力実験によって調べられている⁽⁸⁾。その研究のねらいには、平面および立体的な配列に液滴配列を拡張して、噴霧燃焼に現れる液滴間の火炎伝ばと群燃焼火炎の形成過程を調べようとする方

法論がある。本研究は、この実験的アプローチに対する理論的な基礎付けを与える目的で行われたものであり、微小重力環境で直線状に並んだ燃料液滴の列の端の液滴に点火したときに現れる液滴間の火の移り方について考察している。容易に想像されるように、一般の液滴配列では、液滴間の火炎伝ばは一方向的にならず、複雑な様相を呈する。この点、微小重力下の直線液滴列では、火炎伝ばが液滴列の中心軸に関して軸対称に起きるので、取扱いが簡単であり、液滴間火炎伝ばの基礎的な特性をつかむのに便利である。そして、もともと、直線液滴列を用いた研究が、噴霧に特徴的な乱流や液滴のランダムな運動を排除し単純化した液滴群の微視的な燃焼現象を調べるために構想されてきたことを思えば、理論的な研究では、微小重力実験でも取り除くことのできない力学的作用や遠隔的作用(表面張力、ふく射)を排除した世界で(すなわち、近接作用の分子的な熱物質輸送と反応だけ考慮したときに)起きる液滴間の火炎伝ばの特性を明らかにすることが重要であると考えており、この考えに基づいて問題をとらえている。

本論文は3部作から成る。第1報では単独液滴解の知見に基づいて液滴列に現れる液滴間火炎伝ば様式の定性的な分類を行い、第2報で群燃焼拡散火炎が直前

* 原稿受付 2001年9月21日。

*¹ 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。

E-mail: akira@nuae.nagoya-u.ac.jp

の未燃焼液滴に火を移すようすを解析して火炎伝ば特性を求めて実験結果と比較する。第3報では、モデル数値計算を行って、前2報で提案した火炎伝ば機構の妥当性を検証する。

記号

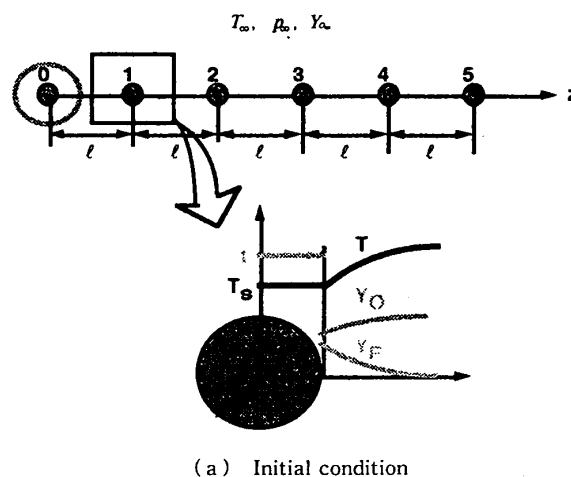
- a : 瞬間液滴半径
- a_0 : 初期液滴半径
- B : 衝突頻度因子
- c_p : ガスの定圧比熱
- D : ガスの拡散係数
- E : 活性化エネルギー
- H : 燃焼熱
- L : 蒸発熱
- l : 液滴間隔
- p_∞ : 雰囲気圧
- R : 一般ガス定数
- r : 液滴中心から測った動径
- T : 温度
- T_{ig} : 限界雰囲気温度
- T_b : 沸点
- T_s : 表面温度
- T_∞ : 雰囲気温度
- t : 時間
- t_b : 燃焼時間
- t_{ig} : 自着火時間
- t_v : 気化時間
- Y : 燃料濃度
- Y_{ig} : 着火位置の燃料濃度
- Y_f : 燃料濃度
- Y_m : 可燃限界燃料蒸気濃度
- Y_o : 酸素濃度
- Y_s : 表面燃料蒸気濃度
- $Y_{o\infty}$: 空気の酸素濃度
- Γ : スポールディングの移送数
- δ : 微量
- ΔT_0 : 式(14)で定義される温度差
- ρ : ガスの密度
- ρ^* : 液滴の密度
- σ : 当量比
- ω : 反応速度
- ω_{ig} : 着火位置の反応速度

2. 解析対象

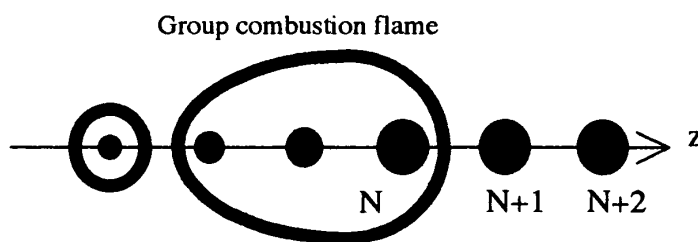
2.1 初期状態の規定 与えられた温度と圧力をもつ空気の中に、同一半径 a_0 の炭化水素(正デカン)

液滴を等間隔 l で並べて作った直線液滴列を考える(図1)。左端の液滴0に点火した後の液滴列に沿った火炎伝ばの特性を問題にする。

この問題に対して有意な知識を得るためには、初期条件を明確に規定しておく必要がある。液滴は、空気に触れると気化し、蒸気が空气中に拡散していくから、液滴列の生成後の気相の状態は、液滴列の作り方に依存して時間的に変化するのが一般的である。しかし、過渡的な状態の一瞬をとらえて初期条件に設定することは、雰囲気温度や液滴間隔を変えたときの比較を困難にするので意味がない。液滴列の作り方に依存せず、一意的に決まる状態を初期条件に取るのがよい。低圧では気液密度比が非常に小さく、蒸発による液滴半径の縮小速度はガス拡散速度に比べて非常に小さな値を取る。このため、空気中に置かれた液滴の周囲の状態は、ガス拡散時間 a_0^2/κ の間に、ほとんど液滴半径を変化させることなく、定常状態に達すると考えてよい。したがって、以下においては、各液滴に対して所与の雰囲気温度の下での準定常蒸発解⁽²⁾⁽⁶⁾を初期条件にとって問題を考えていくことにする。これにより、準定常解の存在しない、詰まった液滴列や高速蒸発が起きる場合(高圧高温雰囲気)は解析の対象から除外さ



(a) Initial condition



(b) Leading burning droplet N and its nearest unburnt droplet N+1

Fig. 1 Flame propagation along a linear droplet array

れることになる。また、解析では、簡単化のため気体のルイス数は1と仮定する。

2・2 準周期的な液滴間火炎伝ば 液滴列を構成する各液滴は蒸発によって時々刻々半径を縮小するので、厳密に言えば、隣の未燃液滴に火が移る過程がどの液滴に対しても同じになるような周期的な火炎伝ばは実現しない。したがって、本研究では、直線液滴列に沿った火炎伝ばの途中の状態を模式的に描いた図1(b)において、最先端の燃焼液滴 N の前方の液滴列の状態を見たとき、未燃液滴 ($N+2$) の状態を初期条件として液滴 N と ($N+1$) の間の火炎伝ば状態が準周期的に起きる (N の値による変化が小さい) 場合を対象にして解析することになる。このような火炎伝ばは、未燃液滴 ($N+1$) の気化時間が、燃焼液滴 N から隣の液滴 ($N+1$) に火が移るのにかかる時間に比べて十分長い場合に実現し、その可能性は、未燃液滴の気化時間は十分長い、加熱されると、液滴周囲の可燃混合気の自着火時間が指数関数的に短くなることによる。気化時間は液滴サイズの二乗に比例するので、大きな液滴ほど、この条件を満たしやすいことはすぐわかる。

上述の準周期的な火炎伝ば状態では、同じ過程が繰返されて、隣の液滴に火が移っていくので、一般に燃焼液滴 N から隣の未燃液滴 ($N+1$) への火の移り方を調べればよい。このときの見掛けの火炎伝ば速度は、火の移り方によって変化すると思われるので、液滴間火炎伝ばの特性化の第一歩は、液滴列に現れる火炎伝ばの様式が初期条件によってどのように変化するかを調べることである。火炎伝ば速度の大きさの予測には液滴列の燃焼状態を含めた詳細な解析が必要になるが、単に火炎伝ば様式の分類を行うだけであれば、燃焼液滴列の先端に位置する液滴 N と隣の未燃液滴 ($N+1$) の二つの液滴だけに着目して議論でき、以下に述べるように、単独液滴の蒸発燃焼着火特性の知識⁽²⁾を利用して扱うことができる。

3. 単独液滴解に基づく液滴間火炎伝ば様式マップの作成

3・1 分類図 実験で設定できるパラメータは、燃料の種類、液滴半径と液滴間隔、それに空気の圧力、温度、酸素濃度である。圧力、酸素濃度および燃料を指定すれば、初期条件に関連して可変な無次元パラメータは無次元液滴間隔 l/a_0 と、ガス定数 R と蒸発熱 L を用いて無次元化した雰囲気気温度 RT_∞/L だけである。このことより、考えている液滴列に現れる火炎伝ばの様式は、 l/a_0 と RT_∞/L のパラメータ平面上で分

類できるはずである。

説明の都合で、はじめに結果を示すと、図2のようになる。図2は、Katoらの実験⁽⁶⁾に合せて、1 atmの下で初期直径1 mmの正デカン液滴の直線列に現れる火炎伝ばの様式を分類しており、所与の実験条件に対して出現する火炎伝ばモードの予測に役立つ。以下、図2に描かれた火炎伝ばモード領域の境界線の誘導過程を記しながら、それぞれのモードの説明を行っていく。説明の順序としては、準周期的な液滴間火炎伝ばの起きない条件の考察から始めるのがわかりやすいであろう。

3・2 準周期的な液滴間火炎伝ばの起きる雰囲気温度

高温の空気に触れると、各液滴は短時間の間に自着火するので、本研究で対象にする火炎伝ば問題が成立しない。すなわち、直線液滴列の端の液滴0に点火した後、火炎が液滴列に沿って順番に伝わっていく現象が現れるような雰囲気気温度には上限があり、初期条件より定まる単独液滴の自着火時間([付録]参照)

$$t_{ig} = \frac{1}{0.233\rho B \exp\left(-\frac{E}{RT_\infty}\right)} \dots\dots\dots (1)$$

が気化時間⁽²⁾

$$t_v = (\rho_* L a^2) / [2\rho D c_p (T_\infty - T_s)] \dots\dots\dots (2)$$

より十分長くなっていなければならないことより限界の雰囲気気温度の値が定まる。

門脇ら⁽⁶⁾は、1025 Kの空気中に置かれた直径0.6~1.3 mmの正デカン単一疑似液滴の着火時間を微小重力実験で測っている。その結果によれば、液滴半径による違いは多少あるものの、液滴列に対しても着火時間はほぼ同じで0.4 sであった。そこで、この値を用いて式(1)に現れている衝突因子 B の値を決定して、一般の温度の空気にさらされた正デカン液滴の自着火時間に対する表示式を求めれば、次のようになる。

$$t_{ig} = 0.4 \exp\left[2.62\left(\frac{L}{RT_\infty} - 4.27\right)\right] [s] \dots\dots (3)$$

したがって、この値が液滴の気化時間と等しくなるような雰囲気気温度を T_{ig} とすると

$$a_0 = \sqrt{0.28\left(\frac{RT_{ig}}{L} - \frac{RT_s}{L}\right) \exp\left[2.62\left(\frac{L}{RT_{ig}} - 4.27\right)\right]} [mm] \dots\dots\dots (4)$$

なる関係式を得る(図3)。この式より T_{ig} が液滴半径 a_0 の関数として定まり、直径1 mmの液滴に対しては $RT_{ig}/L = 0.165$ となる。この値より高い雰囲気気温度では、液滴の気化時間内に着火が起きるので、火炎が伝ばする前に前方の液滴が一気に自着火することにな

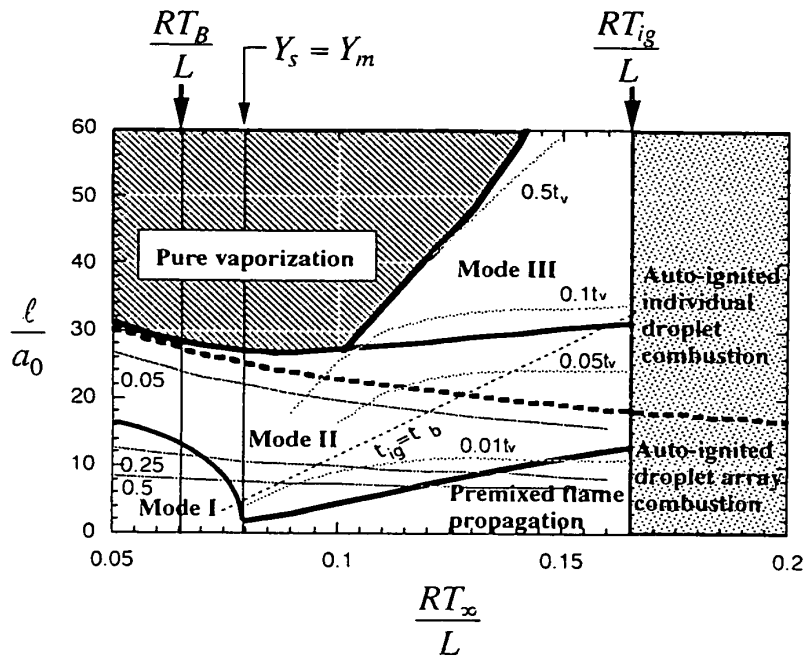


Fig. 2 Flame propagation mode map

る。図3の曲線の左側の条件では、他からの加熱がなければ、液滴は着火しない。本研究で考える液滴列の火炎伝ばは、このような条件で起きるものであり、図2の縦線 $RT_{ig}/L=0.165$ の左側の領域が該当する。

3・3 液滴間火炎伝ば様式の種類 雰囲気温度が T_{ig} より高い場合は、各液滴が独立に自着火し、火炎伝ば速度が無限大の場合に対応すると考えられる。雰囲気温度を下げるに従って、液滴間の火炎伝ば時間が長くなる。液滴間隔によって火炎伝ばの様式が異なってくるので、同じ雰囲気温度に対して液滴間隔を変えたときの火炎伝ば速度の変化は単調ではない。明らかに、液滴間隔が大きすぎれば火炎は伝ばしない。そこで、液滴間に火炎伝ばが起きる限界の液滴間隔の大きさを与える目安として、所与の雰囲気温度での単独液滴に実現される最大火炎直径を考えよう。図2に記入された太破線は、単独液滴の最大火炎直径が液滴間隔に等しくなる条件を表している。ただし、よく知られているように、準定常解に基づいて最大火炎直径を算出すると不当に大きな値を与えるので、より実際的なものにするために、図では単一燃焼液滴の漸近解析(外部解)⁽⁶⁾を用いて評価した値が記入してある。物性値を一定として計算しているの、雰囲気温度が高くなると燃焼時間が短くなって最大火炎半径が小さくなる。太破線の下領域では、火炎直径が液滴間隔より大きくなるので、燃焼液滴に対しては集団的拡散燃焼が起きる条件になっていると考えてよい。

以下、小さな液滴間隔から順番に、可能な火炎伝ば

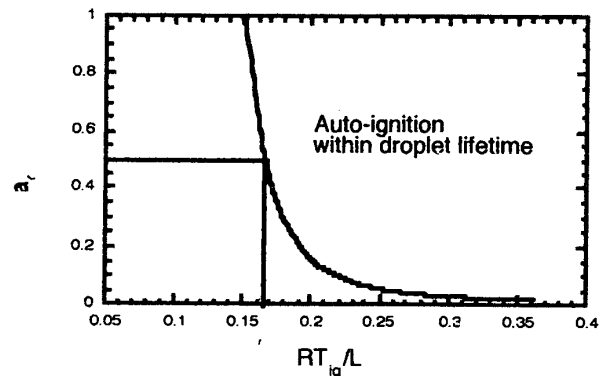


Fig. 3 Ambient air temperature for droplet to ignite automatically within its lifetime

モードを考えていく。

3・4 連続的予混合火炎伝ば 液滴間隔が短いと、隣り合った液滴の周囲の燃料蒸気層がつながる可能性が高くなる。初期状態において各液滴の周囲にできた可燃性混合気層が互いにつながっていれば、はじめに可燃混合気層の中を予混合火炎が伝ば(連続伝ば)し、背後に液滴を取り巻く拡散火炎が形成されていくであろう。

未燃液滴のまわりに作られる可燃混合気層がつながっているかどうか見るには、液滴間の中心での燃料蒸気質量分率を見ればよい。その値が、下可燃限界値 Y_m より大きくなると、連続的な予混合火炎伝ばが起きない。したがって、図2に示された連続的予混合火炎伝ばが起きる領域は、単一液滴の準定常蒸発解より

定まる表面燃料蒸気濃度 Y_s を用いて

$$\frac{2a_0}{l} Y_s \geq Y_m \dots\dots\dots (5)$$

となる(2液滴解を使ってもさほどかわらない)。 $Y_m=0.05$ と置いて数値を当たると、標準大気中に置かれた正デカン液滴では表面燃料蒸気濃度 Y_s の値が小さいために、条件を満たす液滴間隔は小さな値になることが知れる。

3.5 拡散火炎の拡大によってもたらされる火炎伝ば 液滴間隔が上述の値より大きい場合を考えよう。初期状態において可燃性混合気層がつながっていないとしても、図1(b)の模式図に示した、液滴 N の前方にある拡散火炎の半径が大きくなって隣の未燃液滴 ($N+1$) の可燃性混合気層に達する場合には、拡散火炎が火種となって、液滴 ($N+1$) のまわりに予混合火炎を走らせることができる。このとき、予混合火炎によって液滴 ($N+1$) のまわりの可燃性混合気体が燃え尽きると、その後には液滴 ($N+1$) を覆って表面近くに拡散火炎が残ることになる。初期に液滴 ($N+1$) のまわりに存在した燃料蒸気は予混合火炎によって消費されているので、新たに液滴 ($N+1$) に作られた拡散火炎の外側に、その液滴によって作られた可燃性の混合気体が残存することはない。したがって、さらに隣の未燃液滴 ($N+2$) に火炎が移るためには、液滴 ($N+1$) の気化が活性化し、拡散火炎の半径が大きくなって可燃性燃料蒸気の存在しない領域を越えなければならない。このことより、可燃性混合気層がつながっていないような大きな間隔をもった液滴列での液滴間の火炎伝ばに対しては、液滴 N に作られた拡散火炎が前方に到達可能な距離と未燃液滴 ($N+1$) のまわりに存在する可燃性混合気体の層の厚みの大きさの違いによって、図2に示された三つのモードを区別することができる。その内容は以下のとおりである。

3.5.1 モード I (群燃焼拡散火炎の通過) 雰囲気温度が低く、未燃液滴のまわりに可燃性混合気体が形成されていない場合(代表的には、未燃液滴の表面燃料蒸気濃度が可燃限界濃度以下の場合)には、上述の予混合火炎の伝ばが起きない。そのため可能な火炎伝ば様式は、群燃焼拡散火炎が、そのまま拡大して直前の液滴を過ぎ、その液滴を群燃焼火炎の内側に取り込む形式のものである。火炎が通過すると、その液滴は高温気体にさらされることになるので、高温気体から熱を受けて気化が活発化し、通過した群燃焼拡散火炎に燃料蒸気を供給して群燃焼拡散火炎を前進させる新たな担い手になる。準定常蒸発解が与える表面温度と燃料蒸気濃度が液滴間隔に無関係に定まることを考

えれば、図2において、この火炎伝ばモードが起きる領域の境界は雰囲気温度だけで決まることになる。しかし、実際には、群燃焼拡散火炎の接近に伴って火炎からの伝熱によって未燃液滴は部分的に加熱されて蒸発が起き、しかも液滴間隔が大きいほどこの加熱の効果は強くなるので、見掛け上、より高温の雰囲気中に置かれている場合と同じ状態になる。その結果、大きな液滴間隔では、雰囲気温度が低くても、拡散火炎からの伝熱によって未燃液滴まわりに作られた可燃性混合気体に着火して予混合火炎が先行して伝ばするようになり、モード I の領域の境界線は図2の曲線のように曲がると考えられる。

3.5.2 モード II (引火形) 本節のはじめに記した火炎伝ば様式がそのまま現れる場合である。したがって、このモードが発生する液滴間隔の上限は、燃焼液滴の拡散火炎の最大半径が隣の未燃液滴の可燃性混合気層に達する条件として与えられるので、最大火炎半径に連続的予混合火炎伝ばの境界に当たる液滴間隔を足して得られる。

実際には、液滴 N の拡散火炎が未燃液滴 ($N+1$) の可燃性混合気層に進入する前に、拡散火炎からの伝熱を受けて可燃性混合気層で自着火することが起きる。このようなケースもモード II に含めて考えるべきであるから、モード II の領域はもう少し大きな液滴間隔まで広がることになる。また、モード I との境界線も実際の反応の計算を行わないと明確にすることができない。拡散火炎の先端が未燃液滴に近づいたときに、その移動速度が、未燃液滴まわりの可燃性混合気体の予混合火炎速度より大きければ、モード II の起きる可能性のある領域でもモード I が起きるからである。図2には参考のために、単一燃焼液滴の漸近解析⁽⁶⁾に基づいて求めた、拡散火炎が未燃液滴位置に達するときの移動速度の等値線(右下がりの細線、その下に付した数値はガス拡散速度 D/a_0 との比を表す)を描いてある。

3.5.3 モード III (飛び火) 雰囲気温度が高いときには、モード II が発生する領域の上側でも飛び火による火炎伝ばが可能になる。液滴 N の拡散火炎が未燃液滴 ($N+1$) の可燃性混合気層まで到達する能力がなくても、伝導によって伝わった熱で液滴 ($N+1$) の可燃性混合気層で自着火するようになるからである。その境界線は、付録に記した計算により、液滴 N の拡散火炎からの加熱を受けた液滴 ($N+1$) のまわりの可燃性混合気体の自着火時間が気化時間に等しくなる条件として求めることができる。図2には、参考のために、飛び火するまでにかかる時間を表す線が右上がりの細線で記入してある。

4. おわりに

単独液滴解に基づいた考察により、直線液滴列に現れる液滴間火炎伝ばモードの分類図を作成した。図の作成では、実際の反応の計算を行っていないので、分類図は定性的なものにとどまっている。今後、実験あるいは数値計算などによって、精密な分類図が描けるようになるものと期待されるが、実験や数値シミュレーションを行うにも、案内になる分類図が必要なことは明らかである。また、本研究では直線液滴列を対象にして液滴間火炎伝ばモードの分類図を作成しているが、その図は他の液滴配列で起きる液滴間の火炎伝ばの予測にも参考になるものである。本報で特定したいくつかの重要なモードの詳しい解析を続きの第2報で行う。

本研究は、宇宙開発事業団宇宙環境利用システム準備研究「燃料分散系の燃焼ダイナミクス解明研究」の一環として行われたものである。

[付録 A: 単独液滴の自着火時間]

初期条件で液滴が自着火するのにかかる時間を下記のようにして見積もることができる。燃料蒸気と空気中の酸素との反応速度が

$$\omega = 0.233 \frac{\rho T_\infty}{T} Y(1-Y)B \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \dots (6)$$

によって与えられるとする。ルイス数 1 の蒸発問題においては $Y = Y_s(T_\infty - T)/(T_\infty - T_s)$ が成立するから、反応速度が最大になる位置の温度 T_{ig} と燃料蒸気濃度 Y_{ig} は、式(6)を動径座標 r で微分した式の値を零にする T と Y の値として、連立方程式

$$\frac{T_{ig}[(1-2Y_s)T_\infty - T_s + 2Y_s T_{ig}]}{[T_\infty - T_{ig}][(1-Y_s)T_\infty - T_s + Y_s T_{ig}]} = \frac{E}{RT_{ig}} - 1 \dots (7)$$

$$Y_{ig} = Y_s \frac{T_\infty - T_{ig}}{T_\infty - T_s} \dots (8)$$

を解いて定まる。近似的に

$$\frac{\partial Y_{ig}}{\partial t} = -\omega_{ig} \dots (9)$$

が成り立つとすると、積分して自着火時間 t_{ig} が

$$t_{ig} = Y_{ig}(t=0)/\omega_{ig} \dots (10)$$

と求まる。活性化エネルギー E が大きいことにより、

$$T_{ig} = T_\infty(1-\delta) \dots (11)$$

と置くと、式(7)、(8)より

$$\frac{1}{\delta} = \frac{E}{RT_\infty} - 1 \dots (12)$$

となって、確かに δ は小さな値を取ることがわかる。

すなわち、着火は、温度が雰囲気温度に近い場所、つまり、液滴表面から離れた位置で起き、着火時間は表面状態に無関係な値

$$t_{ig} = \frac{1}{0.233 \rho_m B \exp\left(-\frac{E}{RT_\infty}\right)} \dots (13)$$

を取ることが知れる。

[付録 B: 飛び火限界]

遠方で温度場は液滴間隔の長さの尺度で変化することと、液滴の存在によって冷却、気化が起きるが、その効果が顕著に現れるのは液滴表面近くに限られることを考えれば、限界値の計算では、着火可能な位置の温度を液滴中心での評価値で代表してよいであろう。かくして、準定常燃焼液滴からの伝熱によってもたらされる隣の液滴の周囲の温度上昇 ΔT_0 は、漸近解析によって得られる燃焼液滴のまわりの非定常温度場⁽⁶⁾を隣の液滴の中心位置で評価して、

$$\frac{\Delta T_0}{\left(\frac{L}{c_p} \frac{H-L+c_p(T_B-T_\infty)}{H\sigma Y_{O_2}+L-c_p(T_B-T_\infty)} (1+\Gamma)\right) \times \ln(1+\Gamma) \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{\rho}{\rho_*} \ln(1+\Gamma)}} = \begin{cases} \int_0^i \frac{\exp\left(-\frac{\Lambda^2}{\hat{t}-\bar{t}}\right)}{(\hat{t}-\bar{t})^{3/2}} \sqrt{1-\bar{t}} d\hat{t} : 0 \leq i \leq 1 \\ \int_0^1 \frac{\exp\left(-\frac{\Lambda^2}{\hat{t}-\bar{t}}\right)}{(\hat{t}-\bar{t})^{3/2}} \sqrt{1-\bar{t}} d\hat{t} : i \geq 1 \end{cases} \dots (14)$$

で与えられる。ここに

$$\Lambda = \frac{l}{2a_0} \sqrt{2 \frac{\rho}{\rho_*} \ln(1+\Gamma)} \dots (15)$$

Γ は燃焼液滴に対するスポールディングの輸送数であり、時間 t は単独液滴の燃焼時間 $t_b^{(2)}$ で無次元化して、 \hat{t} で表してある。着火が問題になるような、液滴表面からある程度離れた位置では、液滴の加熱によって新たに生じる変化は重要でない。よって、問題になる未燃液滴まわりの準定常温度・濃度場は

$$T = T_\infty + \Delta T_0 - (T_\infty - T_s) \frac{a_0}{r}, \quad Y = Y_s \frac{a_0}{r} \dots (16)$$

で与えられる。これに対して、付録 A で行ったと同様の計算を行えば着火時間が求まる。実際、

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = 0.233 \rho T_\infty B \frac{T_\infty + \Delta T_0}{T_\infty - T_s} \frac{RY_s}{E} \times \exp\left(-\frac{E}{R(T_\infty + \Delta T_0)}\right) \dots (17)$$

が導かれるから、これを積分して、

$$Y_{ig}(t=0) = 0.233\rho_{\infty}Bt_b \int_0^{t_{ig}/t_b} \left[1 + \frac{\Delta T_0(\hat{t})}{T_{\infty}} \right] \\ \times \exp \left[-\frac{E}{R\{T_{\infty} + \Delta T_0(\hat{t})\}} \right] d\hat{t} \dots\dots\dots (18)$$

この式は、式(3)を用いて次のようにもつと見通しのよい形に書き換えることができる。

$$\exp \left(\frac{E}{RT_{\infty}} \right) \frac{t_b}{t_{ig}} \int_0^{t_{ig}/t_b} \left[1 + \frac{\Delta T_0(\hat{t})}{T_{\infty}} \right] \\ \times \exp \left[-\frac{E}{R\{T_{\infty} + \Delta T_0(\hat{t})\}} \right] d\hat{t} = 1 \dots\dots (19)$$

文 献

- (1) 水谷幸夫・若林卓, 微粒化, **16** (1997), 151-163.
 (2) Fawth, G. M., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **3** (1977), 191-224.

- (3) Law, C. K., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **8** (1982), 171-201.
 (4) Sirignano, W. A., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **9** (1983), 291-322.
 (5) Annamalai, K. and Ryan, W., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **18** (1992), 221-295.
 (6) Umemura, A., *Prog. Energy Combust. Sci.*, **20** (1994), 325-372.
 (7) Chui, H. H., Kim, H. Y. and Croke, E. J., *Proc. Combust. Inst.*, **19** (1982), 971-980.
 (8) Kato, S., Mizuno, H., Kobayashi, H. and Niioka, T., *JSME Int. J., Ser. B*, **41** (1998), 322-330.
 (9) 門脇徹・丸田薫・長谷川進・小林秀昭・新岡嵩, 第34回燃焼シンポジウム講演論文集, (1996), 493-495.