

IIII 特集：航空機の放物線飛行による短時間微小重力実験 II IIII
(解説)

低ルイス数予混合気の可燃限界に関する包括的理解に向けて

小林 友哉¹・高瀬 光一¹・中村 寿¹・手塚 卓也¹
長谷川 進¹・勝田 真登²・菊池 政雄²・丸田 薫¹

Toward Comprehensive Understandings on Flammability Limits of Low-Lewis-Number Mixtures

Tomoya KOBAYASHI¹, Koichi TAKASE¹, Hisashi NAKAMURA¹, Takuya TEZUKA¹,
Susumu HASEGAWA¹, Masato KATSUTA², Masao KIKUCHI² and Kaoru MARUTA¹

Abstract

Studies on flammability limits are briefly reviewed. Firstly, theory for describing combustion limit of planar propagating flame is introduced. Experimental methods to obtain flammability limits are then reviewed, namely the constant-volume bomb method and the counterflow flame method. Based on various studies, flammable regions of different types of flames were found to vary considerably, depending on the flame configuration, the Lewis number, and flame stretch. Deeper understandings were achieved through microgravity experimental results, such as the Self Extinguishing Flames, C shaped extinction curve and flame balls. Finally, preliminary experimental results to construct an unified flammability-limit theory are introduced. Results are then compared to 2D and 3D computational results showing a qualitative match to the experimental observations.

Keyword(s): combustion, flammability limit, flame ball, counterflow flame

1. はじめに

可燃性予混合気中において燃料濃度または酸素濃度を低下させた場合、火炎が伝播しなくなる限界が存在する。この燃料濃度の下限または酸素濃度の下限は「可燃限界」と呼ばれる。可燃限界についての研究は歴史が長く、初期は鉱工業における安全工学の観点で行われた¹⁾。現在では省エネ、低炭素化や経済性などの観点から燃焼機器の高効率化が求められており、精密かつ高度な制御や、燃焼器の設計を行うためにも可燃限界の知見は必要不可欠である。そのため本稿では燃料希薄可燃限界に着目した。

では、何が可燃限界を決定するのか、火炎そのものが持つ性質なのか、外的要因によって定まるものなのかについては長い間議論的であった。現在ではその機構はほぼ理解されており、熱損失、ルイス数、火炎伸長、曲率、不安定性などの因子が複雑に影響することが分かっている。ここでルイス数 Le および火炎伸長率 κ は

$$Le = \alpha_{mixture} / D_{i,j} \quad (1)$$

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = -\mathbf{n} \cdot \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{n}) + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})(\nabla \cdot \mathbf{n}) \quad (2)$$

で定義される²⁾。 $\alpha_{mixture}$ は予混合気の熱拡散係数、 i は予混合気中の不足物質（希薄燃焼のときは燃料）、 j は予混合気中の希積成分、 $D_{i,j}$ は j に対する i の物質拡散係数、 A は局所火炎面積、 \mathbf{n} は火炎面に対する予混合気方向の単位法線ベクトル、 \mathbf{v} は火炎面における流速ベクトルである。火炎面が未燃混合気に対して凸でルイス数が 1 より小さい場合は、反応帯から熱が輸送されることと比較して物質が輸送によって反応帯に流入する方が支配的となり、火炎が強化される。ルイス数が 1 より大きい場合はその逆が起こる。この現象をルイス数効果と呼び、ルイス数に依存して火炎の性質は大きく異なることになる。本稿では過去に行われた可燃限界の研究を振り返りながら、ルイス数や伸長の効果、微小重力実験を通して得られた可燃限界に関する知見を紹介する。最後に、筆者らが現在行っている可燃限界に関する最新の研究成果を報告する。

1 東北大学 流体科学研究所 〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1
Institute of Fluid Science Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan
(E-mail: maruta@ifs.tohoku.ac.jp)

2 独立行政法人宇宙航空研究開発機構 〒305-8505 茨城県つくば市千現 2-1-1
Japan Aerospace Exploration Agency, 2-1-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 305-8505, Japan
(E-mail: katsuta.masato@jaxa.jp)

2. 可燃限界とルイス数

2.1 一次元平面火炎

理想的な火炎である一次元平面火炎を対象に、その消炎限界を考察するため、熱損失に着目した理論解析が古くから行われている。このような試みを最初に行ったのは Zeldovich³⁾, Spalding⁴⁾らであり、後に Joulin and Clavin⁵⁾, Buckmaster⁶⁾らが漸近解析を行っている。ルイス数を 1、一様な熱損失のある場を進む火炎を考え、定常一次元の温度に関する方程式を漸近解析の結果を用いて解くと、熱損失がない条件における燃焼速度で無次元化した無次元燃焼速度 m は熱損失パラメータ H に対して次式で表わされる⁷⁾。

$$m^2 \ln m^2 = -H \quad (3)$$

この式を図示すると Fig. 1 のようになる (矢印の意味は後述する)。これにより、一定熱損失量までは燃焼速度に二つの解が存在するが、熱損失が $1/e$ より大きくなると燃焼速度の解が存在しなくなる。上側の解曲線が安定解であるため、熱損失パラメータが増加するにつれて m が 1 から減少し、 $H = 1/e$ で消炎が起こる。しかしながら、ルイス数が 1 でないときはやや複雑になり、物質拡散係数と熱拡散係数の不均衡によって、不安定性や擾乱が成長することが報告されている^{8,9)}。微小な不安定性によって摂動を含む場合を考えると、火炎の遷移過程が比較的遅い時間スケールで行われる場合、 m と H の関係は次式で表わされる¹⁰⁾。

$$b\dot{m} = m^3 \ln m^2 + mH \quad (4)$$

$$b = \frac{T_f Y_f}{T_b^2} \int_0^1 \frac{1 - v^{Le-1}}{T_f + Y_f v} dv \quad (5)$$

ここで \dot{m} は m の時間微分、 T_f は未燃混合気の温度、 T_b は断熱火炎温度、 Y_f は燃料濃度、 v は距離である。上式から摂動によって $Le < 1$ のときに m が動く方向を Fig. 1 中に矢印で示す。 $Le < 1$ の場合は常に $b < 1$ となる。これより、上側の解曲線では $\dot{m} < 0$ となる。また、下側の解曲線

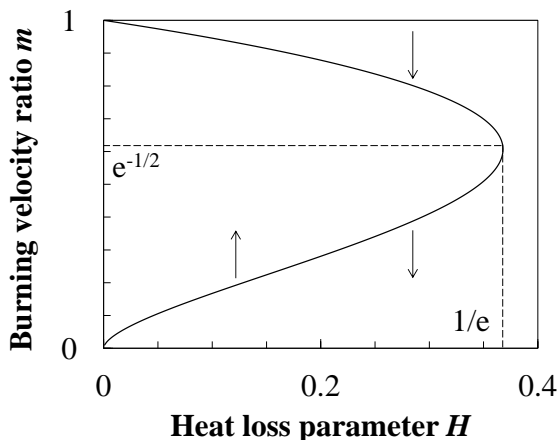


Fig. 1 Relation between burning velocity and heat loss parameters.

では、熱損失とルイス数による効果が競合し、 m が大きいとき (H が大きいとき) $\dot{m} < 0$ 、 m が小さいとき (H が小さいとき) $\dot{m} > 0$ となる。これにより、ルイス数の効果によって下側の解曲線は安定解をもつ可能性があるため、可燃限界を調べるうえではルイス数の影響を考慮することは非常に重要である。

このような理論解析や漸近解析によって求められる燃焼限界の考え方が可燃限界にも適用できるか否かについては長年議論的であった。特に、重力場では自然対流は可燃限界近傍の燃焼実験に大きな影響を及ぼすため、微小重力実験が行われるまで、可燃限界に関する定見は得られていなかった。

2.2 定容器法

先ほど述べたような一次元平面火炎を実験的に再現することは困難であるため、可燃限界の実験法として定容器法がよく用いられた。容器を既知濃度の混合気で満たして着火し、火炎の伝播性を調べることで可燃限界を決定する手法である。微小重力場において十分大きい装置を用いて実験を行うことができれば、自然対流の影響と容器壁への熱損失を抑えることができる。

定容器法を用いた場合、得られる火炎は球状伝播火炎である。この場合火炎は半径 R に応じた曲率を持ち、それに伴い伸長を受ける。この場合火炎伸長率は

$$\kappa = \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} \quad (6)$$

で表わされる。通常の火炎は伸長を受け、また曲率を有している。また、乱流火炎は微視的に見た場合伸長を受けた層流火炎片であるとみなすことができる。そのため伸長が火炎に及ぼす影響は乱流火炎の局所火炎片に関する基礎研究としても広く関心を集めた。燃焼速度と火炎伸長の関係は Clavin and Williams¹¹⁾らによって得られており、曲率をもった断熱球状伝播火炎の消炎については Frankel and Sivashinsky¹²⁾らによって研究されている。熱損失を考慮し、曲率を持った定常伝播火炎の燃焼速度については Mitani¹³⁾らが解析を行っており、以下のようになる。

$$m \ln m^2 = \frac{\beta(Le^{-1} - 1)\delta_f}{R} - \frac{H}{m} \quad (7)$$

ここで、 R は火炎半径、 β はゼルドビッチ数、 δ_f は予熱帯厚さである。右辺第一項がルイス数効果の項であり、第二項が熱損失効果の項である。 $Le < 1$ の場合、ルイス数効果の項が正となり、火炎が強化される。火炎半径が小さい場合、火炎が受ける伸長が大きく、熱損失効果の項より大きくなる場合があるが、火炎半径が大きくなるにつれてルイス数効果の項は 0 に近づく。 $Le > 1$ の場合、ルイス数効果の項は負となり、熱損失効果の項と同様に m を減少させる。つまり、 $Le < 1$ のとき、火炎半径が小さいときは火炎は伝播できるが、火炎半径が大きくなると消炎する可能性があることを示している。

このような現象が実験的に観察できる例として、Self

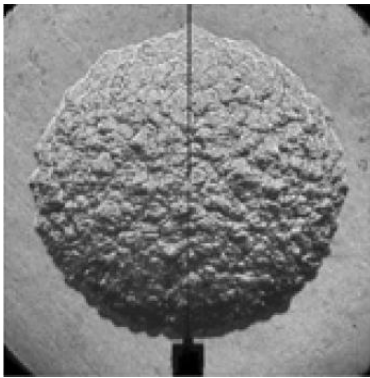


Fig. 2 Schlieren picture of H₂/Air (Equivalence ratio: 0.80, $Le = 0.41$) mixtures.

Extinguishing Flames (SEF) がある。Ronney らが微小重力環境下で CH₄/air 混合気 ($Le = 0.97$) を用いて実験を行い、当量比 0.459 から 0.500 の間でこの SEF を観察した¹⁴⁾。これは CH₄/O₂/CO₂ および H₂/O₂/He 混合気でも観察されている。通常重力場では燃焼速度が遅いため、自然対流によって火炎は変形してしまい、SEF は観察されない¹⁵⁾が微小重力実験によって初めて実験的に SEF が観察された。

ルイス数が 1 より十分に小さい混合気においては、SEF が観察される燃料濃度よりも燃料濃度が高い場合、セル状火炎が観察される¹⁶⁾。Fig. 2 のような通常重力場で観察できる現象¹⁷⁾に類似しており、これは低ルイス数火炎が引き起こす局所的な火炎の強化が原因である。セル状火炎については Markstein¹⁸⁾や Sivashinsky¹⁹⁾らが詳細な理論解析を行っている。火炎には常に重力や火炎帯における急激な密度変化によって擾乱があると考えられる。これによって火炎は局所的に湾曲し、伸長されている。ルイス数が 1 より小さい場合はルイス数効果によって火炎面の凹凸がさらに顕著になるようになる。ルイス数が 1 より大きい場合は逆にこの局所的湾曲が抑えられ、火炎面は安定化する傾向にある。

2.3 対向流火炎法

定容器法とは別に実験的に可燃限界を調べる手法として、対向流火炎法がある。対向流火炎法とは 1 組のノズルから混合気を吹きだし、ノズル間によどみ流場を形成する手法である。予混合気をノズルに供給する場合は、よどみ場を挟んで両側に定在双子火炎が観察される。火炎に及ぼす流れ場の性質とその影響を考慮すると、火炎は固体壁に接触することがないため、火炎から壁への熱的損失がない理想的な状態を実現できる。定容器法と比較して対向流火炎法は、定常に火炎を観察できる、火炎の曲率を考慮する必要がなく純粋な火炎伸長の効果を検証できるといった特徴を有する。対向流火炎では、火炎伸長率を中心軸方向の速度勾配として扱うことができ、

円筒ノズルの場合

$$\kappa = \frac{2U}{d} \quad (8)$$

と表すことができる。ここで U はノズル出口の流速、 d はノズル間距離である。ノズル間距離を固定した場合、火炎伸長率はバーナ出口流速に比例することになる。単純な系であるため、火炎構造や火炎伸長による消炎の機構を解明するために研究が広く行われた。今日手軽に使える Chemkin をベースとした各種燃焼モデリングソフトウェアも、対向流火炎を用いた基礎研究による検証なしには開発不可能だったであろう。

Yamaoka and Tsuji は対向流火炎を用いた可燃限界の測定を行っており²⁰⁾、Law らは広い濃度範囲の混合気に対して消炎する伸長率を求めた²¹⁾。対向流火炎において伸長率を低下させ、伸長を受けていない次元平面火炎との関連性を調べるため、JAMIC における微小重力実験が行われている^{22,23)}。CH₄/air 混合気および C₃H₈/air 混合気を用いた場合に得られる消炎曲線を Fig. 3 に示す。横軸を当量比、縦軸を火炎伸長率として消炎する点をプロットしてあり、曲線の右側が可燃範囲である。当時はプロパンのように左下がりの単調な曲線になり、低伸長の火炎と伸長の無い火炎の消炎限界は接続すると考えられていた。しかしながら、CH₄/air 混合気のようにルイス数が 1 より小さい場合、ある特定の伸長率付近で最も広い可燃範囲をとった後、再び可燃範囲が狭まる C 型の曲線をとる。曲率を持つ火炎と同様に、 $Le < 1$ の場合は、ある程度の伸長まではルイス数効果により火炎を強化する効果があるため、熱損失と競合して C 型の曲線になる。しかし、C₃H₈/air のように $Le > 1$ の場合、ルイス数による効果が熱損失と同じように影響するため、単調な消炎曲線となる。C 型の曲線が現れるメカニズムについては、曲線の上部と下部においてそれぞれ消炎に至る過程が異

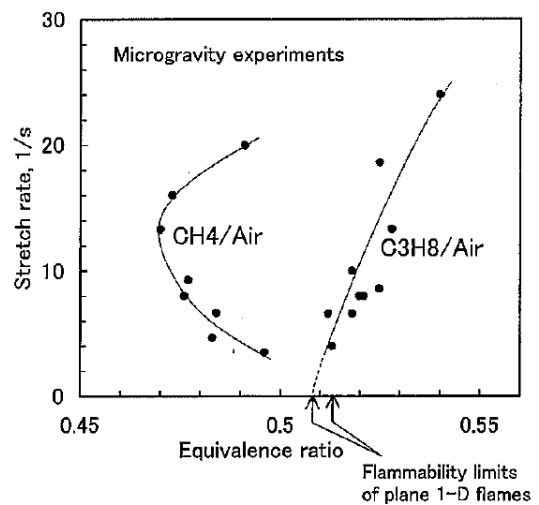


Fig. 3 Extinction curve obtained from microgravity experiments.

なる。C型曲線の上部は伸長消炎限界と呼ばれており、滞在時間の低下と火炎の存在できる空間が無くなることにより反応が完了せずにおこる消炎である。一方、C型曲線の下部は輻射消炎限界と呼ばれており、伸長率の減少に伴い発熱量に対する輻射熱損失量が大きくなるために生じる消炎現象である^{24,25}。Fig. 3では二つの曲線を低火炎伸長率側に外挿していくと、一次元平面火炎の可燃限界に漸近するように見える。しかしながらJAMICにおける微小重力時間の制約上、このような低火炎伸長率までの実験は行われていない。したがって低火炎伸長率領域の研究については数値計算に基づいて研究が進められてきた。

CH₄/air 混合気について定常一次元数値計算を用いて求められた消炎曲線を Fig. 4 に示す²⁶。形状が G に似ていることから G カーブと呼ばれている。C 型曲線の輻射消炎側近傍に分岐によって生じた解が現れており、その結果、点 E が一次元平面火炎の可燃限界に対応することがわかっている。これにより、CH₄/air 対向流予混合火炎の消炎曲線が一次元平面予混合火炎の限界に相当する別の分岐解をもった複雑な形状であることがあきらかとなった。なお、本質的に等価な結果が理論解析によっても求められている²⁷。一方で C₃H₈/air ($Le = 1.8$) のようにル

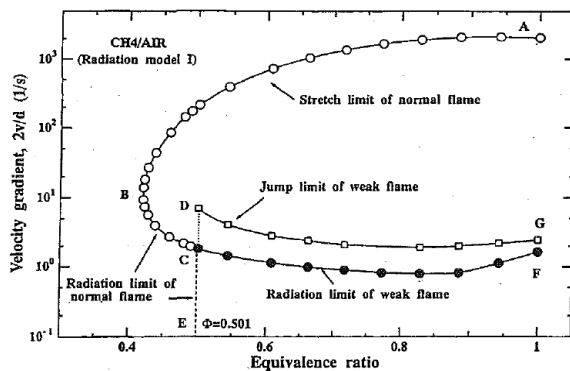


Fig. 4 Extinction curve for CH₄-Air mixture.

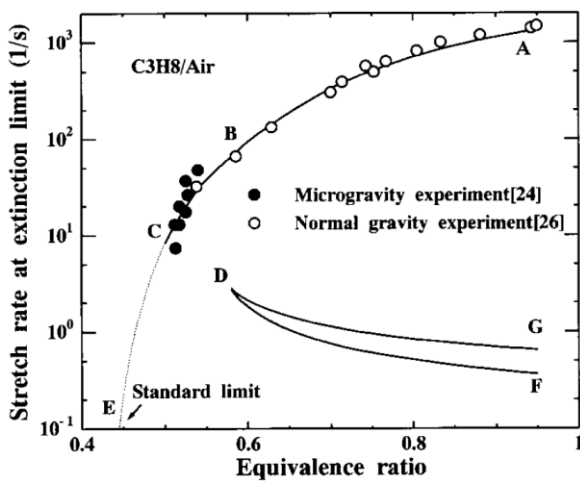


Fig. 5 Extinction curve for C₃H₈-Air mixture.

イス数が大きい場合、Fig. 5 のように G 型曲線の下側と上側が分離したような形状となる。

ルイス数による消炎曲線の変化を実証するために、CH₄/O₂/N₂/He 混合気を用いた実験も行われている²⁸。窒素をヘリウムで置き換え、N₂ と He の比率を変えることによって、同じ燃料のままルイス数を変化させられることを利用している。数値計算は実験結果を良く再現しており、高ルイス数側での解の分離も実験的に確認されている。

2.4 Flame ball

これまで伝播火炎の可燃限界について述べてきたが、一方で伝播性の無い火炎形態である Flame ball について述べる。

Flame ball とは静止予混合気中に定在する伝播性の無い球状火炎である。Zeldovich が 1940 年代に理論解析によって予測しており²⁹、その約 50 年後に微小重力環境下でルイス数が 1 よりも小さい混合気で伝播性の無い火炎を Ronney らが発見した¹⁶。Flame ball は一次元平面火炎の可燃限界よりも低い燃料濃度において観察されており、対向流火炎の可燃限界よりも低い燃料濃度において観察される場合もある。さらに輻射を含んだ安定性解析³¹およびスペースシャトル上での微小重力実験³²によって Flame ball の定常性が確認された。球状伝播火炎と同様にルイス数が小さいため、曲率の効果によって可燃限界より小さい燃料濃度でも火炎が存在することができる。Fig. 6 に H₂/O₂/CO₂ 混合気を用いた実験結果および CO₂ による輻射損失のみを考慮した場合と輻射強度を人工的に無くした場合の数値計算結果を示す。これによると、従来の輻射モデルは CO₂ の輻射再吸収効果を考慮していないため、CO₂ の輻射熱損失が過剰に予測されていることが分かった³³。また、球状伝播火炎との関連性について最小着火エネルギーに注目した理論解析³⁴、火炎半径の初期状態に着目した可燃限界の解析³⁵、燃料濃度の火炎形態に対する影響について研究が行われている³⁶。

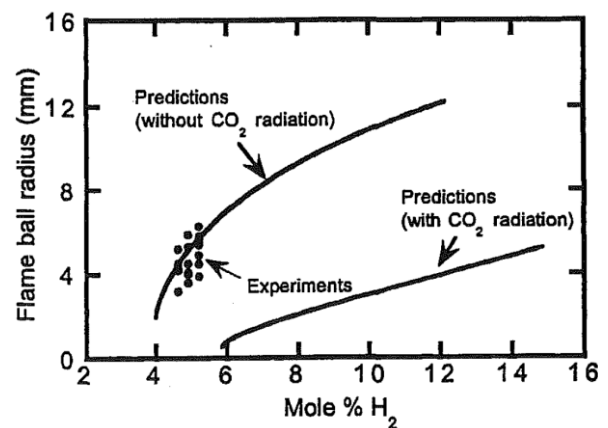


Fig. 6 Flame ball radius as a function of H₂ concentration

2.5 極低速対向流実験

ここまで、伝播火炎の可燃限界、そして可燃限界が伸長やレイス数によってどのように変化するか、また伝播性を持たない Flame ball の燃焼の限界について述べてきた。しかしながら現状では、これらを統合して包括的に可燃限界を理解するには至っていない。対向流火炎の可燃限界は伸長を受けることで一次元平面伝播火炎より拡

大されるが、伸長効果の極限的な支えによって存在できる Flame ball との関連性は明らかにされていない。Flame ball は流れの無い静止混合気中における現象であるが、もし長秒時間微小重力環境において対向流場の対流速を拡散速度と競合する程度まで極端に低下させることで、対向流場においても Flame ball が、類似の現象が確認できる可能性がある。また、そのような状況においては通常の平面火炎と Flame ball との遷移や、流れが存在することによる未知の現象がみられる可能性がある。さらに、二酸化炭素を多量に含有する混合気を用いれば二酸化炭素の輻射再吸収の役割を調べる標準データが取得できる。このような仮説に基づいて、筆者らの研究グループでは現在、「きぼう」における極めて低流速の対向流火炎を用いる宇宙実験に向けて、航空機を用いた予備実験を行っている。

実験にはダイヤモンドエアサービス株式会社の航空機 (MU-300) を用い、約 20 秒間の微小重力時間を得た。微小重力環境下で対向流火炎を形成し、伸長率を一定にして燃料濃度を減少させた。混合気には、前述したように輻射再吸収の影響を調べるために CH₄/O₂/CO₂ 予混合気、レイス数の影響を調べるために CH₄/O₂/Xe 予混合気を用いた。

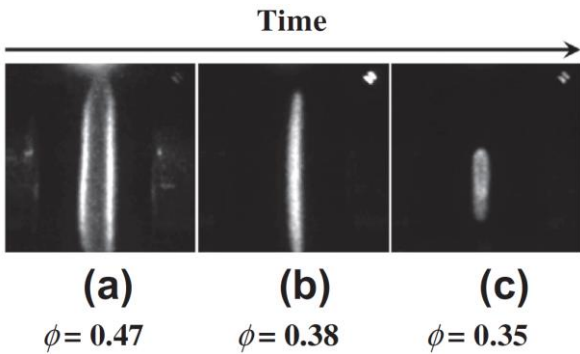


Fig. 7 Images of experimental counterflow premixed flames at stretch rate 3.2 s⁻¹. (a) Twin planar flames. (b) Single planar flame. (c) Ball-like flame.

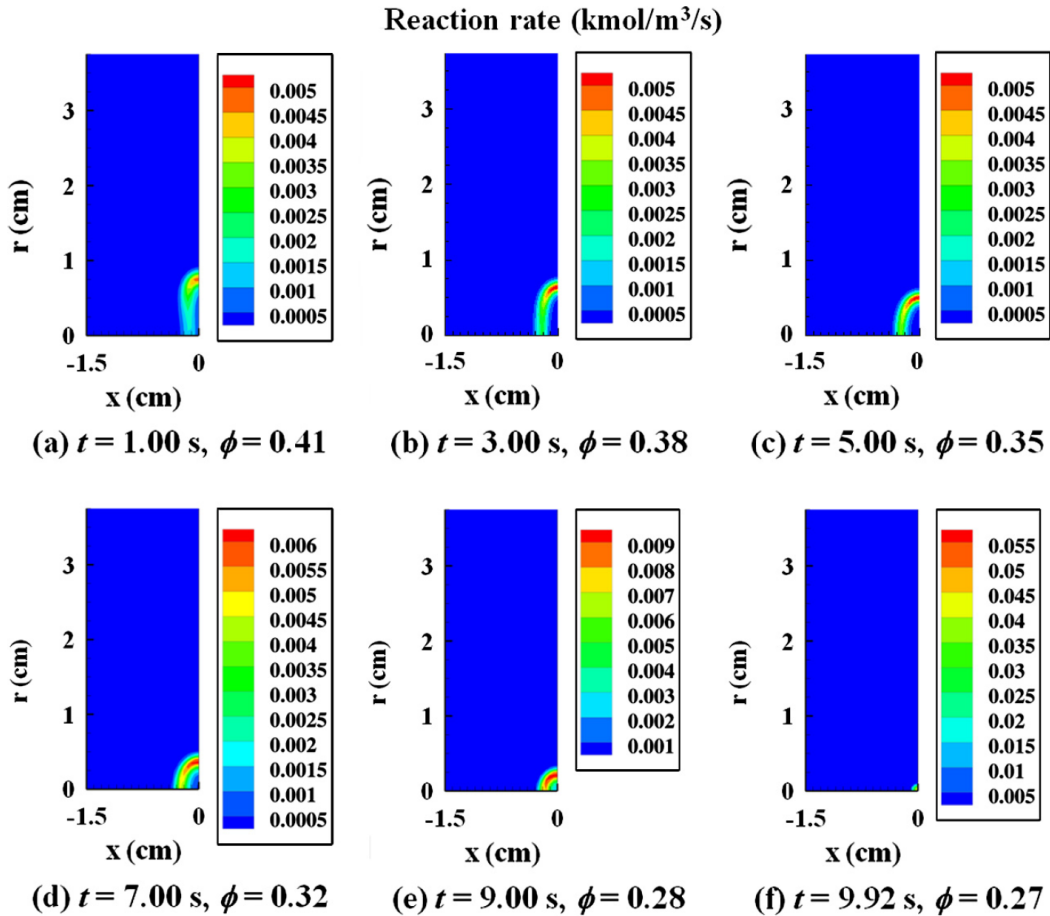


Fig. 8 Evolution of reaction rate at stretch rate 0.50 s⁻¹ obtained by 2-D transient computation.

CH₄/O₂/Xe において火炎伸長率が 3.2 s⁻¹ の時に得られた火炎画像を Fig. 7 に示す³⁷⁾。当量比 ϕ の減少に伴い双子平面火炎 (Fig. 7a) は一つの平面火炎 (Fig. 7b) のようになり、ついには球状火炎 (Fig. 7c) へ遷移することが確認できた。火炎伸長率が 1.6 s⁻¹ から 3.2 s⁻¹ までの範囲で同様な火炎が得られている。また、CH₄/O₂/CO₂ 予混合気においても同じ火炎形態が得られた。CH₄/O₂/Xe 混合気で非定常 2 次元数値計算を行うと、Fig. 8 のように火炎伸長率が 0.5 s⁻¹ の場合で実験結果を定性的に再現できた。当量比が高い場合は円板形状の、中心部で反応がおこらない空間を持つ火炎が得られ、これは Fig. 7a の双子火炎に相当する。また、当量比の減少とともに湾曲した部分がルイス数の影響によって強化され、その結果球状火炎へと遷移し消滅している。これは消滅前に観察できた Fig. 7c と類似している。この火炎の温度履歴は、一次元定常数値計算を用いた Flame ball の温度履歴と定性的に一致しており、前述した推測は妥当であることが示された。

また、火炎伸長率が 1.0 s⁻¹ の場合は Fig. 9 に示すようなセル状火炎が得られている。対向流火炎におけるセル状火炎については Buckmaster らが理論解析を行っている³⁸⁾。Fursenko らは流れ場を固定し熱物質拡散モデル、一段総括反応を用いて 3 次元非定常数値計算を行った³⁹⁾。その数値計算結果を Fig. 10 に示す。図には燃料濃度が一定の面を示しており、当量比の減少を熱損失量の増加で模擬している。熱損失量の増加、つまり当量比の減少に伴ってセルが小さくなり、セル同士の空間が大きくなり多数の球状火炎が形成されている。これは実験結果を定性的に再現している。

しかしながら航空機を用いて実験を行っているため、微小重力時間の制約や G ジッターの影響により Flame ball への完全な遷移を実験的に確認するには至っていない。また、消滅および火炎動態の変化が観察される当量

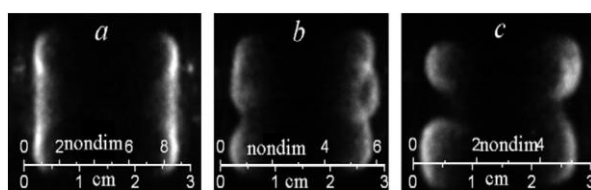


Fig. 9 Images of experimental counterflow cellular flames at stretch rate 1.0 s⁻¹. (a) $\phi = 0.47$. (b) $\phi = 0.4$. (c) $\phi = 0.38$.

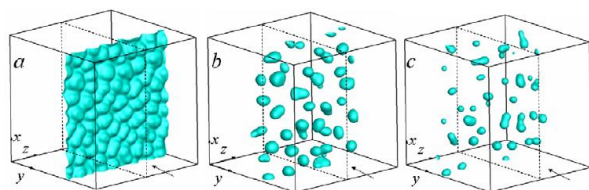


Fig. 10 Equiscalar surfaces of nondimensionalized concentration of the deficient reactant, $C = 0.5$.

比と火炎伸長率との定量的な関係について、宇宙実験で検証をする必要がある。より低伸長率の実験を宇宙で行うことにより、Flame ball への完全な遷移や精緻な消滅特性ダイアグラムを得られると期待できる。

3. まとめ

現在までの可燃限界に関する研究を紹介した。まず、一次元平面伝播火炎の消滅を引き起こす熱理論、および熱理論へのルイス数の影響について述べた。次に伝播火炎の可燃限界を決定する手法として定容器法と対向流火炎法を挙げ、それぞれルイス数および火炎伸長が限界特性に与える影響について述べた。また、微小重力場において観察される、伝播性の無い特異現象の Flame ball について述べた。最後に、伝播性の火炎および Flame ball を繋ぐ包括的な燃焼限界の理解のために行っている研究について紹介した。

可燃限界に関する研究を振り返ると、理論解析の実証や、Flame ball の発見において、微小重力実験の果たした役割が非常に大きなものであったことが容易に理解できる。微小重力実験で得られた知見が、今後、実用的な燃焼器の開発・実現に資することが期待される。

謝辞

本稿には「きぼう」船内実験室第 2 期後半テーマ「酸素燃焼の燃焼限界に関する統一理論構築のための極低速対向流実験」に向け実施した航空機実験等の成果の一部を記載した。航空機実験実施を補助いただいた JAXA, JSF, DAS 関係各位に心より謝意を表する。

参考文献

- 1) H. Davy: Phil. Trans., **106** (1816) 1.
- 2) F. A. Williams: AGARD Conf. Proc., **164** (1975) II 1-1.
- 3) Y. B. Zeldovich: Thur. Eksp. Teor. Fiz, **11** (1941) 159.
- 4) D. B. Spalding: Proc. Roy. Soc. London, **240A** (1957) 83.
- 5) G. Joulin and P. Clavin: Acta Astronomica, **3** (1976) 223.
- 6) J. Buckmaster: Combust. Flame, **26** (1976) 151.
- 7) F. A. Williams: Combustion Theory, 2nd eds. 1985, Benjamin/Cummings.
- 8) G. H. Markstein: Nonsteady Flame Propagation AGARDO graph **75**, Pergamon Press 75, 1964.
- 9) B. Denet: Combust. Sci. Technol., **92** (1993) 123.
- 10) J. D. Buckmaster and G. S. S. Ludford: Theory of Laminar Flames, Cambridge, 1982, Cambridge Univ. Press.
- 11) P. Clavin and F. A. Williams: J. Fluid Mech., **116** (1982) 251.
- 12) M. L. Frankel and G. I. Sivashinsky: Combust. Sci. Technol., **40** (1984) 257.
- 13) T. Mitani: Combust. Sci. Technol., **23** (1980) 93.
- 14) P. D. Ronney: 22nd Symp (Int) on Combust., Combust. Inst., 1988, p. 1615.
- 15) G. E. Andrews and D. Bradley: 14th Symp. (Int) on Combust., Combust. Inst., 1973, p.1119.
- 16) P. D. Ronney, K. N. Whaling, A. Abbud-Madrid, J. L. Gatto and V. L. Pisowicz: AIAAJ, **32** (1994) 569.
- 17) C. K. Law, G. Jomaas and J. K. Bechtold: Proc. Combust. Inst., **30** (2005) 159.

- 18) G. H. Markstein: Pergamon Press, 1964.
- 19) G. I. Sivashinsky: Combust. Sci. Technol., **62** (1977) 137.
- 20) I. Yamaoka and H. Tsuji: Proc. Combust. Inst., **11** (1968) 843.
- 21) C. K. Law, D. L. Zhu and G. Yu: Symp. (Int.) on Combust., **17** (1986)1419.
- 22) K. Maruta, M. Yoshida, Y. Ju and T. Niioka: Proc. Combust. Inst., **26** (1996) 1283.
- 23) Y. Ju, G. Masuya, F. Liu, H. Guo, K. Maruta and T. Niioka: Proc. Combust. Inst., **27** (1998) 2551.
- 24) J. A. Platt and J. S. T'ien: Fall Technical Meeting, Eastern Section, Combust. Inst., 1990.
- 25) H. Guo, Y. Ju, K. Maruta, T. Niioka and F. Liu, Combust. Flame, **109** (1997) 639.
- 26) Y. Ju, H. Guo, K. Maruta and F. Liu: J. Fluid Mech., **342** (1997) 315.
- 27) J. Buckmaster: Combust. Theory Model., **1** (1997) 1.
- 28) K. Maruta, Y. Ju, A. Honda and T. Niioka, Symp. (Int.) on Combust., **27** (1998) 257.
- 29) Y. B. Zeldovich, G.I. Barenblatt, V. B. Libovich and G. M. Makhviladze: The Mathematical Theory of Combustion and Explosions, Consultants Bureau, New York, 1985.
- 30) J. Buckmaster, G. Joulin and P. D. Ronney: Combust. Flame, **79** (1990) 381.
- 31) J. Buckmaster, G. Joulin, P. D. Ronney: Combust. Flame **84** (1991) 411.
- 32) M. S. Wu, P. D. Ronney and Y. Ju: 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, 2000-0851, 2000.
- 33) Z. Chen and Y. Ju: Combust. Theory Model. **11** (2007) 427.
- 34) S. D. Tse, L. He and C. K. Law: Proc. Combust. Inst., **28** (2000) 1917.
- 35) M-S. Wu, P. D. Ronney, R. O. Colantonio and D. M. Vanzandt: Combust. Flame, **116** (1999) 387.
- 36) K. Takase, X. Li, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, M. Katsuta, M. Kikuchi and K. Maruta: Combust. Flame, **160** (2013) 1235.
- 37) J. D. Buckmaster and M. Short: Combust. Theory Model., **3** (1999) 199.
- 38) R. Fursenko, S. Minaev, H. Nakamura, T. Tezuka, S. Hasegawa, K. Takase, X. Li, M. Katsuta, M. Kikuchi and K. Maruta: Proc. Combust. Inst., **34** (2013) 981.

(2014年2月24日受理, 2014年4月17日採録)