

## 微小重力下での直線燃料液滴列に沿った火炎伝ば\* (第3報, 火炎伝ばのモデル計算)

梅村 章\*<sup>1</sup>, 内田 正宏\*<sup>1</sup>

### Flame Propagation along a Linear Array of Liquid Fuel Droplets under Micro-Gravity Condition (3rd Report, Flame Propagation Model Calculation)

Akira UMEMURA\*<sup>2</sup> and Masahiro UCHIDA\*<sup>2</sup> Department of Aerospace Engineering, Nagoya University,  
Furo-cho, Chigusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Numerical calculations are conducted to explore the way how a cold droplet is ignited by an approaching diffusion flame and to characterize the three flame propagation modes classified in the first report. In the calculations, the convective terms are neglected and an Arrhenius type of one-step overall reaction is considered. When the flammable gas mixture layer formed around the droplet is reached by the diffusion flame, a premixed flame is formed in front of the diffusion flame and propagates in the layer. Since the period in which the premixed flame burns the fuel vapor out is very short, the droplet temperature does not change significantly during the period. Thus, a spherical diffusion flame is newly established around the cold droplet. When there is no flammable gas mixture around the cold droplet, the diffusion flame passes the droplet and the droplet comes to a member which supplies fuel vapor to the diffusion flame.

**Key Words:** Numerical Calculation, Droplet Combustion, Flame Propagation, Diffusion Flame, Premixed Flame

#### 1. はじめに

燃料液滴の配列の中の一つの液滴に火をつけると、条件によっては、次々に隣の液滴に火が移っていく現象が現れる。このときの液滴間の火炎伝ば過程においては、液滴の加熱によって起きる拡散火炎の拡大が隣の未燃液滴に火を移すのに重要な役割を果たす。第1報<sup>(1)</sup>と第2報<sup>(2)</sup>で行った、液滴間の火炎伝ばの様式の分類と見掛けの火炎伝ば速度の予測では、着火過程を解析的に取扱うことが難しいことより、物理的な考察に基づいた仮定を置いて問題を処理している。そこで、本報では、反応項を含めた数値計算によって、第2報で使用した仮定の妥当性を検証するとともに、第1報で分類した液滴間火炎伝ばモードに対する具体的なイメージを与えて、本研究で調べてきた液滴間火炎伝ば特性をいっそう明りょうなものにする。特に、燃焼液滴の拡散火炎によって前方の未燃液滴の表面近くに誘発された予混合火炎が、その液滴の周囲を伝わって新たな拡散火炎を作るとき、その拡散火炎は、液滴の

状態が予混合火炎が伝ばする前の状態に凍結された状態で形成されるということは、液滴間の火炎伝ば問題を考えるうえで重要な概念であり、その妥当性を数値的に検証しておくことは、今後の研究の発展に対しても重要な意味をもつ。

#### 記号

$a_0$ : 初期液滴半径  
 $B$ : 衝突頻度因子  
 $c_p$ : 定圧比熱  
 $D$ : 拡散係数  
 $E$ : 活性化エネルギー  
 $H$ : 燃焼熱  
 $L$ : 気化熱  
 $q$ : 熱流束  
 $R$ : 気体定数  
 $T$ : 温度  
 $t$ : 時間  
 $Y$ : 燃料濃度  
 $Y_0$ : 酸素濃度  
 $z$ : 軸座標  
 $\beta_T$ : シバ・ゼルドヴィッチ関数  
 $\beta_Y$ : シバ・ゼルドヴィッチ関数

\* 原稿受付 2001年9月21日。

\*<sup>1</sup> 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

$\kappa$ : 温度拡散率  
 $\sigma$ : 当量比  
 $\rho$ : 密度

下添字

$s$ : 液滴表面  
 $\infty$ : 雰囲気

## 2. 数値計算

**2.1 基礎方程式** 気相の熱物質輸送は、アレニウス形総括一段反応項を含んだ非定常な熱伝導方程式と拡散方程式によって支配されるとした。理論的な見通しをよくするために、気体の密度は一定と仮定し、ステファン流の効果を無視した。液滴加熱の影響を見るために、液滴内部で非定常熱伝導方程式を解いた。液滴へのガスの溶解はないものとし、液滴表面での温度と燃料濃度の決定は界面を通じたエネルギーと燃料質量の保存関係式とクラジウス・クラペイロンの式によった。また、液滴の点火に要する時間は、液滴の気化時間に比べて十分短いので、液滴半径を固定して計算した。計算は、点火される液滴の中心に原点を置く球座標系に準拠して行い、時間と動経をそれぞれガス拡散時間  $D/a_0^2$  と液滴半径  $a_0$  によって無次元化した。計算に用いた燃焼のパラメータの値は、無次元活性化エネルギー  $E/(RT_\infty)=20$ 、無次元衝突頻度  $Ba_0^2/\kappa=10^6$ 、無次元燃焼熱  $H/(c_p T_\infty)=30$ 、当量比  $\sigma=1$ 、雰囲気酸素濃度  $Y_{O_\infty}=0.2$  である。

理論の発展を考えれば、得られる知識にできるだけ普遍性をもたせるために、現象を分解して調べたほうがよい。液滴間の火炎伝ばにおいて、未燃液滴に接近する拡散火炎がもつ熱的な寄与は、(1)未燃液滴の周囲温度の様な上昇、(2)温度こう配による方向性、および(3)拡散火炎面の近接作用の合成として成り立っている。そこで、以下では、これらの寄与を代表するモデルの数値計算を行って、未燃液滴に火が移る際の拡散火炎が果たす役割について調べた結果について記す。それにより第1報で分類された火炎伝ばモードの支配因子がいっそう明確になるであろう。

### 2.2 高温雰囲気中に置かれた単一液滴の着火

液滴着火の特徴をつかむために、単一液滴の球対称な着火過程の計算を行った。雰囲気温度を燃料の沸点の1.5倍、液滴の表面温度はつねに沸点に一致しているとして、気相だけの計算を行った。初期条件には、上記の条件を満たす定常な温度と燃料濃度の分布を適用した。また、初期酸素濃度分布は燃料濃度  $Y$  から  $Y_O = Y_{O_\infty}(1-Y)$  によって算出されるものとした。

初期状態での無次元反応速度の分布を図1に示す。

図2に燃料の沸点で規格化した温度と燃料濃度および酸素濃度の分布の時間変化を示す。着火位置は、初期分布が与える反応速度の最大位置と異なるのが一般的であるが、この計算では初期の反応速度が最大になる位置で着火が起きており、拡散火炎が作られる位置とも一致している。また、火炎温度は、仮定したパラメータ値から算出される断熱火炎温度に近い値を取っている。図2より、最初に着火した位置から両側に予混合火炎が伝ばしているのがわかる。予混合火炎は、伝ばするに従って燃料あるいは酸素の低い所にくるので、発熱量が小さくなって温度の上昇が小さくなる。結果として、予混合火炎が伝ばした後は、定常拡散火炎の温度と濃度の分布に一致した分布が一気に確立されている。

定密度近似の計算ではあるが、この計算結果からわかる下記の事柄は重要であり、シバ・ゼルドヴィッチ関数 ( $\beta_r = Y - \sigma Y_O$ ,  $\beta_T = T + H\sigma Y_O$ )<sup>(9)</sup> を利用して非定常な着火現象が簡潔に記述できる可能性を示唆している。

よく知られているように、ルイス数1の反応性気体の総括一段反応を考えたときには、気相で起きている反応および熱物質輸送を支配するエネルギー方程式と化学種の保存方程式をシバ・ゼルドヴィッチ関数を用いて同次形の方程式に書き換えることができる<sup>(9)</sup>。考えている問題のように、気相の境界(無限遠方と液滴表面)で条件が固定されているときには、初期分布として定常蒸発解の温度、燃料濃度および酸素濃度の分布を与えれば、それらを組合せて作られたシバ・ゼルドヴィッチ関数は、その後も解であり続けることになる(線形方程式の解の一意性)。すなわち、温度、燃料濃度、酸素濃度のそれぞれを見たときは、時間的に分布は変化するが、それらを組合せて作ったシバ・ゼルドヴィッチ関数の分布は変化しないのである。図2の

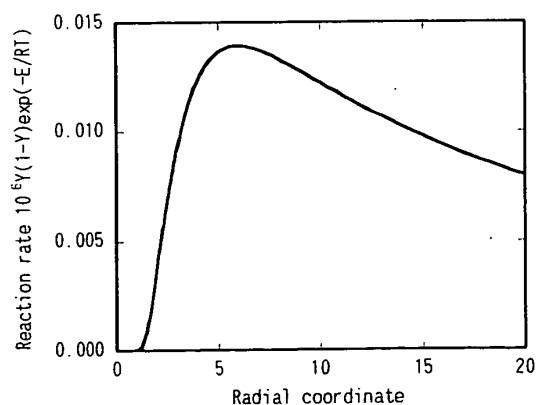
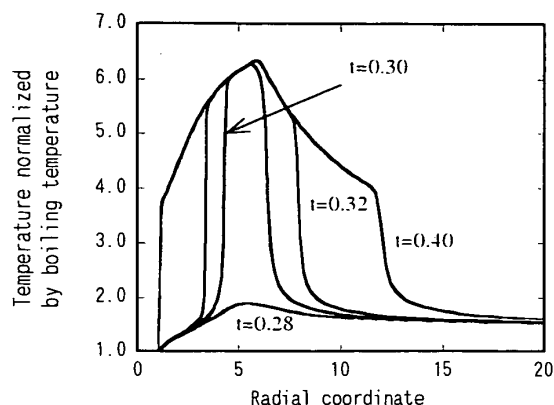
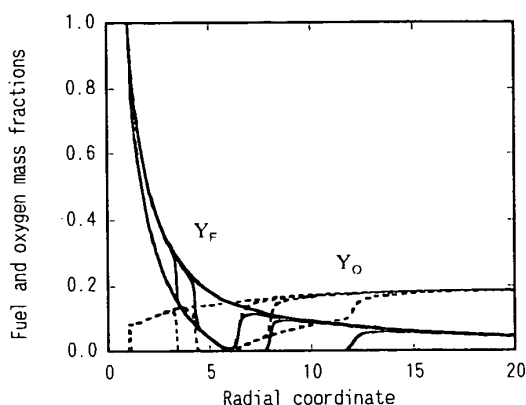


Fig. 1 Initial reaction rate distribution



(a) Temporal variation of temperature distribution



(b) Temporal variation of fuel and oxygen mass fraction distributions

Fig. 2 Spherical ignition process

計算結果で、すべての曲線が、火炎帯部を除いて、定常蒸発解か、あるいは、定常蒸発解と同じ境界条件を満たす定常燃焼解のいずれか一方の解の上に乗っているのは、この理由による。正確な着火時間を知るには数値計算に訴えるしかない。しかし、火炎帯を火炎面で近似すれば、簡単な計算で、着火後の温度および濃度の分布の変化を予測することができる。予混合火炎の直前の温度と不足成分の濃度が初期分布よりわかっていることより、その位置の局所的な予混合火炎速度の値が定まり、これを時間的に積分して各時刻における予混合火炎の位置がわかるからである。予混合火炎面の位置で定常蒸発解の値から定常燃焼解の値に飛躍させれば各時刻での分布の形がわかる。

上に述べた事柄は、液滴表面で酸素濃度が零である場合には正しく成り立つが、そうでないときには問題が生じる。それというのも、拡散火炎が確立されると、液滴表面上に酸素は存在せず、境界条件が異なってくるからである。拡散燃焼では、燃料蒸気とともに酸素自身の拡散も重要になってくるので、蒸発問題で使った酸素濃度の表示式は、もはや当てはまらなくなる。

この場合のシバ・ゼルドヴィッチ関数の変化は、液滴の加熱と関連して現れ、次のようになる。予混合火炎が液滴の表面に達した時間を改めて  $t=0$  としよう。それまでは、液滴の表面温度は元の温度に保たれている。 $t>0$ でのシバ・ゼルドヴィッチ関数の非定常な変化を表す項を考えると、それは液滴表面での境界条件を満たすために現れる項で、第2報の2・2節で与えたものと同じになることが相似解の考察でわかる。すなわち、液滴温度の緩和時間に比べて十分短い時間では、液滴表面に一定の熱流束  $q=\rho D\sigma Y_{O\infty} Y_s(H-L)/a_0$  が加わり、それによって液滴表面温度が時間  $t$  の平方根に比例して上昇していくことになる。

### 2・3 焼液滴からの熱波による未燃液滴の着火

一方向に直線的に変化する温度場の中に置かれた液滴の着火過程を計算した。計算結果を図3に示す。着目する未燃液滴から遠く離れた位置に群燃焼拡散火炎があるとして、拡散火炎からの熱伝導による加熱の効果を小さなこう配をもった温度場によって代表させれば、図3は、第1報で述べたモードIIIによる未燃液滴の自着火、予混合火炎伝ば、液滴まわりに球形の拡散火炎が形成されるまでの一連の過程を表しているとみなすことができる。図3より、予混合火炎の先端は2・2節と同じ最大反応速度を与える球面上を伝わっていることがわかる。また、温度こう配の方向に極軸を取った球座標系で、方位角が一定の円すい面上の分布を見ると、予混合火炎の先端の移動に合せて適当に時間の始点をずらせば、2・2節で見た球対称着火の場合の分布の時間変化とほとんど同じになっていることがわかる。したがって、2・2節で述べた事柄が、この場合にも等しく成り立つことが知れる。

### 2・4 移動平面拡散火炎場の中に置かれた液滴

未燃液滴の左側から平面拡散火炎が近づいてくるときに起きる現象を数値的に調べた。平面拡散火炎は、着目する未燃液滴の左側に存在する液滴群を包囲する拡散火炎の先端部の数学的理想化である。本計算の目的が、直線液滴列に沿った火炎伝ばの状況を実際に即して計算することではなく、未燃液滴への火の移り方に関して、普遍性のある単純な法則性を見いだすことにあるので、さらに下記のような単純化を行った。

(1) 初期時刻  $t=0$  に  $z<-5$  の領域の温度、酸素濃度、燃料蒸気濃度をそれぞれ  $T=5$ ,  $Y_O=0$ ,  $Y=1$  として  $z=-5$  で着火させて平面拡散火炎を形成した。計算領域の左側の境界で、上記の値を保持することによって、液滴から遠く離れた位置で一次元的な拡散火炎の移動が起きるようにした。これにより、時間の経過にしたがって前進速度が減少する群燃焼拡散火

炎の前縁部の動きが模擬される。

(2) 第1報で述べた火炎伝ばモードマップの作成に直接役立つことを考えれば、燃料の種類を固定して雰囲気温度を変えた計算を行うのがよいが、ここでは現象をつかみやすくするために、他のパラメータの値を一定に保って初期液滴表面温度と雰囲気温度の比  $T_{s0}/T_{\infty}$  を1.2から0.6まで0.2刻みで変化させて計算した。これは燃料をかえたりして、液滴温度を強制

的に変化させていることに対応する。

燃料の沸点と雰囲気温度の比を1.5に固定して、 $T_{s0}/T_{\infty}=1.2, 1.0, 0.8$ の場合の計算結果を図4に示す。温度と燃料濃度の分布をカラーで示し、反応速度と酸素濃度の等値線を黒線で書き添してある。液滴温度の値の変化によって、第1報で分類したモードI(単なる群燃焼拡散火炎の通過)とモードII(引火形)に対応する火炎伝ばモードが現れている。本モデルでは

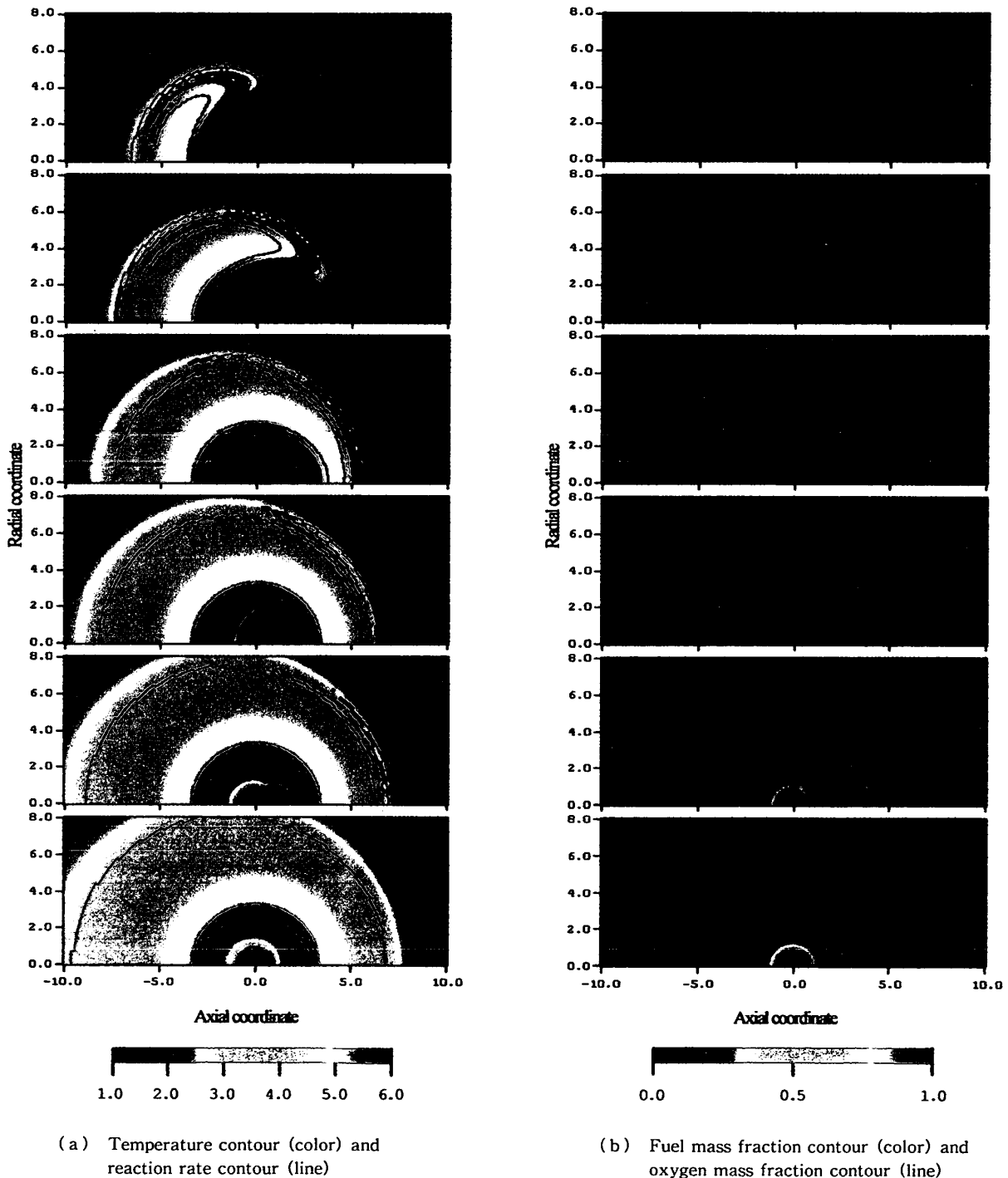
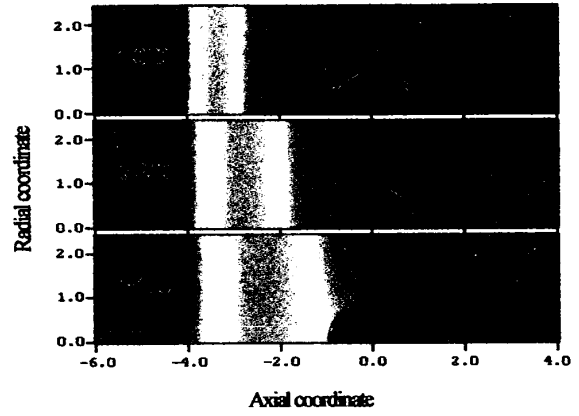
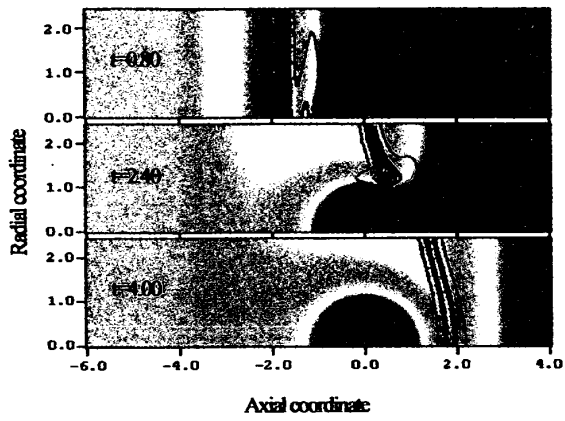
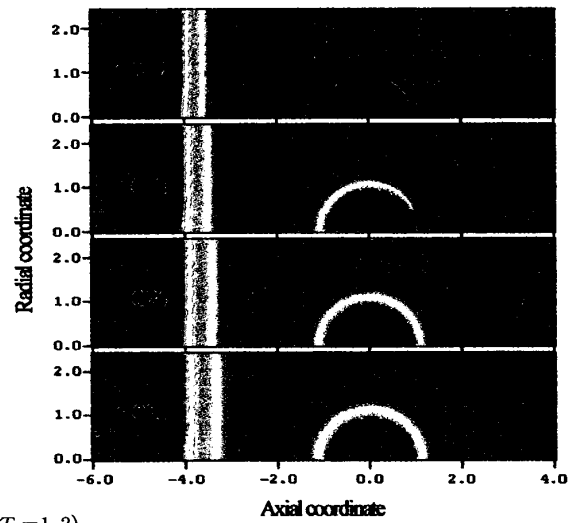
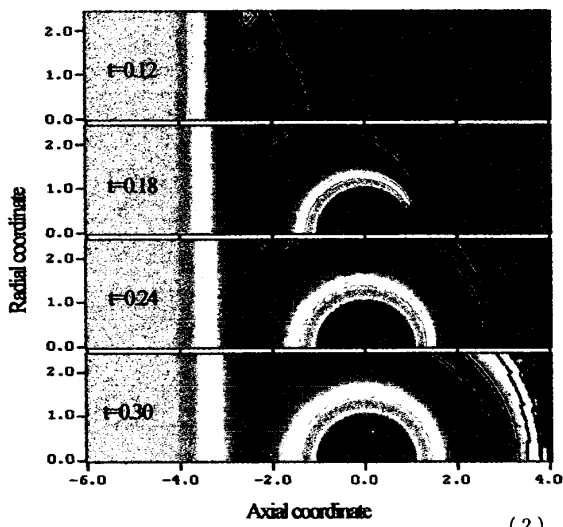


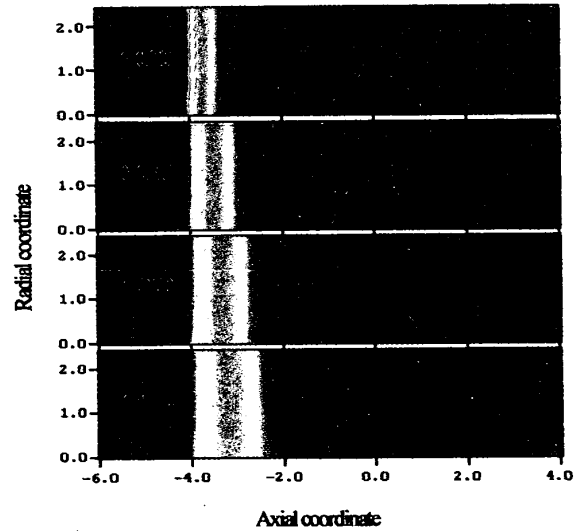
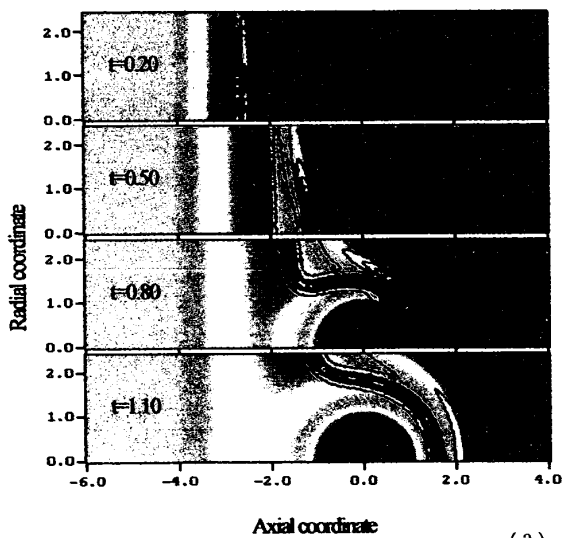
Fig. 3 Ignition by thermal wave



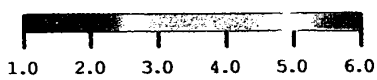
(1) Mode I ( $T_s=0.8$ )



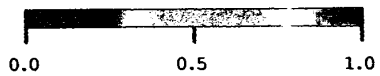
(2) Mode II ( $T_s=1.2$ )



(3) Mode III ( $T_s=1.0$ )



(a) Temperature contour (color) and reaction rate contour (line)



(b) Fuel mass fraction contour (color) and oxygen mass fraction contour (line)

Fig. 4 Ignition by plane diffusion flame approaching

平面拡散火炎がつねに前進し続けるので、モードIIIは実現しないことになるが、モードIIの計算で拡散火炎が到着する前に液滴まわりの可燃混合気層で自着火が起きる場合 ( $T_{so}/T_{\infty}=1.0$ ) と基本的に同じになる。

**2・4・1 モード I [図4(a)]** 液滴温度が低い場合 ( $T_{so}/T_{\infty}=0.8$ ) の初期状態では、液滴の周囲に有意な可燃混合気が作られていない。このため、左側から接近してきた平面拡散火炎の前方で着火が起きることはなく、平面拡散火炎は液滴表面近くで消滅しながら液滴を通過していつている。拡散火炎が通過した後は、高温気体に液滴が包まれるので、周囲の高温気体から熱をもらって液滴が気化し、去っていった拡散火炎に燃料蒸気を供給するようになる。

平面火炎が液滴を通過する際、液滴の近くでは干渉によって火炎形状が変形するが、液滴から上下に離れた位置では、平面形状を保って前進する。図5に平面拡散火炎の変位と移動速度の時間変化を示す。容易に予想されるように、変位は経過時間の平方根に比例して増大しており、火炎の移動速度はガス拡散速度  $\alpha/a_0$  と同じ大きさの値を取っていることがわかる。拡散火炎が液滴を通過するのにかかる時間が  $O(a_0^2/\alpha)$  であるのに対して、液滴の温度の緩和時間は  $O(a_0^2/\alpha^*)$  である。液体の温度拡散率  $\alpha^*$  は気体の値  $\alpha$  に比べては1けた小さいので、火炎の通過に際して液滴内部の温度が有意に変化することはないと考えてよい。すなわち、液滴の加熱は主として火炎の通過後において起き、それに対応して拡散火炎の形状に変化が生じる。実際、図4(a)を見ると、液滴を通過した拡散火炎は中心軸付近で外側にふくらんでおり、この部分の拡散火炎の動きは、単一液滴に点火して作った球形の拡散火炎が示す挙動と同様になる。

**2・4・2 モード II [図4(b), (c)]** 拡散火炎が液

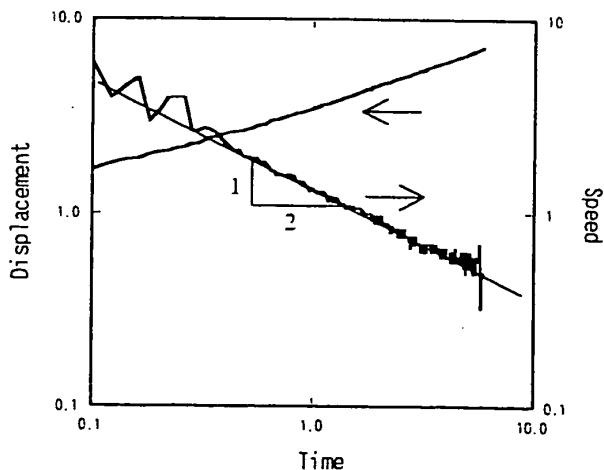


Fig. 5 Displacement of plane diffusion flame

滴に達する前に、液滴の周囲に作られた可燃混合気に着火し、そこから予混合火炎が伝ばしていつている。最初に自着火が起きる位置の違いによって、予混合火炎の伝ばの仕方は若干異なってくる。拡散火炎の直前で自着火が起きるときには、あたかも拡散火炎が火種になって予混合火炎が作られたように見え、予混合火炎は中心軸上で突き出た形になって液滴に向かって進み、液滴表面に達する。これに対して、拡散火炎から離れて、液滴表面の近くで着火したときには、着火直後に液滴表面と拡散火炎とに向かう二つの予混合火炎面が現れるが、いずれの場合も液滴を回る予混合火炎の伝ば特性に本質的な差はない。

以下の事柄が大切である。予混合火炎が液滴表面に近づくと、その部分の液滴の表面温度が上がり、気化が起きる。予混合火炎の先端が液滴表面近くに達した後は、表面に沿って伝ばし、着火点と反対側の中心軸

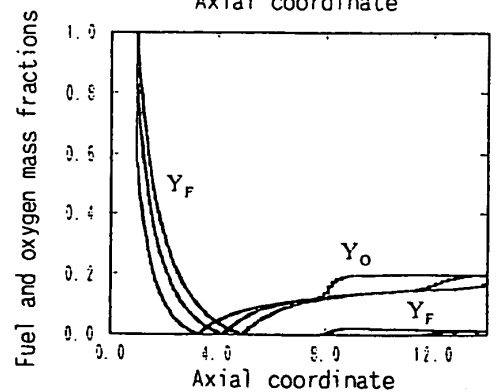
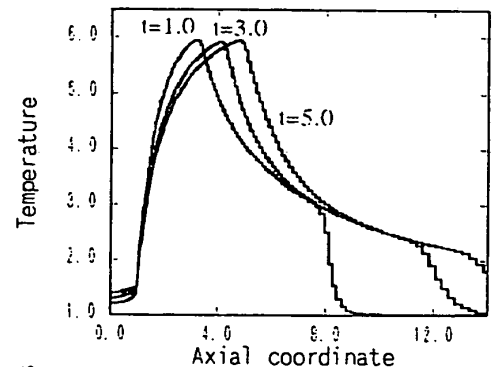
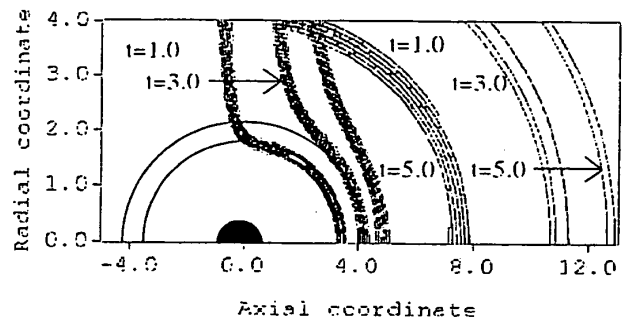


Fig. 6 Expanding diffusion flame formed after passage of premixed flame

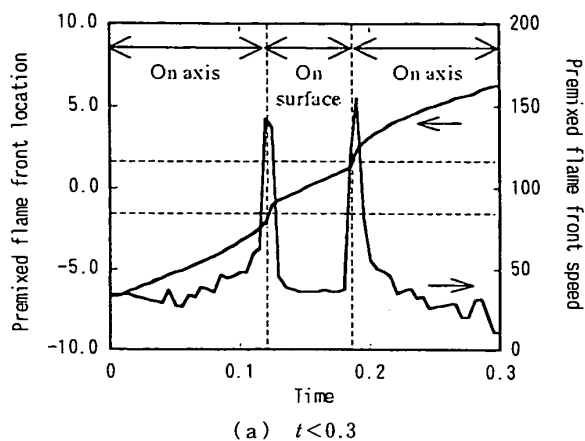
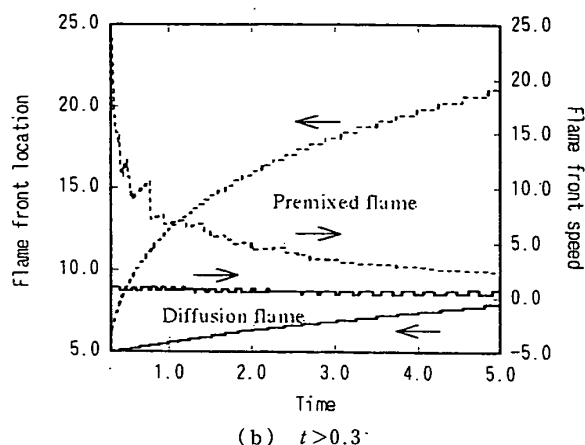
(a)  $t < 0.3$ (b)  $t > 0.3$ 

Fig. 7 Displacement of premixed and diffusion flame fronts

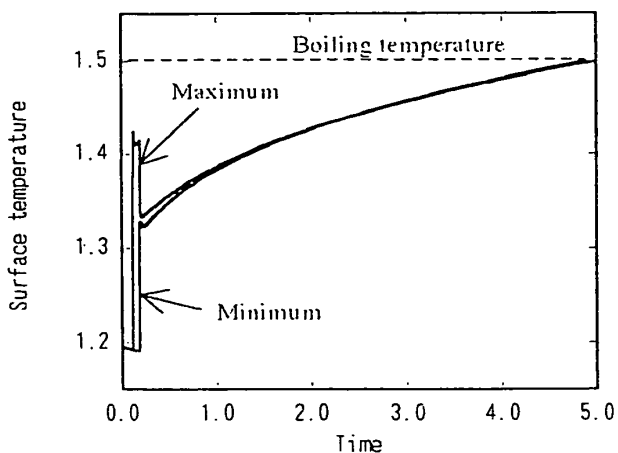


Fig. 8 Temporal variation of maximum and minimum surface temperature

上で合体する。それに伴い、液滴の気化部が拡大し、ついには全表面で気化が起きようになる。新たに気化した燃料蒸気は、残有酸素と反応して弱い拡散火炎を形成する。その後の新拡散火炎の成長過程を  $T_{so}/T_{\infty}=1.2$  の場合を例にとって図6に示す。時間  $t=1.0, 3.0, 5.0$  での反応速度の等値線が最上段の図

に描いてある。予混合火炎の反応速度はすでに小さくなっているのに、等値線の数が少なくなっている。図6からわかるように、液滴を覆った予混合火炎は、外側に燃え広がっていき、燃料蒸気が少なくなると可燃限界に達して消炎する。その後は、前面がほぼ球形をした拡散火炎が残り、外側の酸素が拡散してくるに従って強い拡散火炎に成長する。このように、端が平面火炎とつながった、液滴の前面に作られた拡散火炎(図に描いた反応速度の等値線が詰まって太い実線のように見える)の前縁は、液滴と同心の球面状(比較のための同心球を細線で描いてある)をして成長しており、第2報で仮定した球対称解に基づく解析の妥当性を裏付けている。図7(a)は、自着火後の短い時間での予混合火炎の先端の動きを示しており、予混合火炎の伝ば速度がガス拡散速度の約30倍であることがわかる。図7(b)にはもっと後の時間での予混合火炎と新たに作られた拡散火炎の先端の位置の変位と速度が示してある。図8には液滴表面温度の最大値と最小値の時間変化が示してある。予混合火炎が液滴に接触すると、その部分の表面温度がいったん高くなるが、気化によって熱を奪われ、また内部の液滴によって冷やされるので、結果として、全体的には2.2節で述べた予混合火炎通過後の時間の平方根に比例した表面温度の上昇と同様になっていることがわかる。

### 3. おわりに

火炎伝ばモード I, II を特性付けるためのモデル数値計算を行った。この計算により、いずれの場合も火炎が液滴を通過する時間(ガス拡散時間で代表できる)は液滴温度の緩和時間に比べて十分短いので、その間に液滴の温度が目立った上昇を示さないことが確認され、予混合火炎が消失した後は液滴の前方において、液滴温度を元の温度に固定して作られる拡散火炎と同じ火炎が形成されるという、第2報で述べた凍結拡散火炎の考えの妥当性が支持された。

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。

### 文 献

- (1) 梅村章, 微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝播 (第1報, 液滴間火炎伝播様式の種類), 機論, 68-672, B(2002), 254-260.
- (2) 梅村章, 微小重力下での直線液滴列に沿った火炎伝播 (第2報, 火炎伝播速度特性), 機論, 68-672, B(2002), 261-268.
- (3) Williams, F. A., *Combustion Theory*, (1965), 9-13, Addison-Wesley, Reading, MA.