

密度変化を考慮したモデルによる
部分予混合雰囲気中の火炎の燃え拡がり解析*緒方佳典^{*1}, 山本和弘^{*2}, 山下博史^{*3}Simulation on Flame Spread in Partially Premixed Atmospheres
by Compressible ModelYoshinori OGATA, Kazuhiro YAMAMOTO^{*4} and Hiroshi YAMASHITA^{*4}Mechanical Science and Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

In this study, we have numerically investigated flame spread over solid fuel in partially premixed atmospheres, which may occur under poorly ventilated conditions, forming the combustible mixtures of oxygen and fuel vapors. The compressible model is adopted. For simplicity, the pyrolysis region is moved based on the heat transfer to the unburned solid surface. That is, the flame spread is determined by the motion of fuel injection area on the solid surface. To confirm the validity of our numerical model, experimentally measured temperature profiles of thin filter paper sheets are compared. To consider partially premixed atmospheres, methane is added in the ambient air by keeping the fuel concentration under lean flammable limit. For discussing the flame structure, the flame index is obtained to observe premixed and non-premixed flames. Results show that, the good agreement is obtained between simulated and measured temperature profiles. In partially premixed atmospheres, the flame spread rate is increased, with the expanded high temperature region. This is because the premixed region exists along the original diffusion flame, resulting in the increase of flame temperature to support the larger flame spread rate.

Key Words: Flame Spread, Solid Fuel, Diffusion Combustion, Gasification, Flammability Limit

1. 結 論

火災時に想定される火炎の燃え拡がりは非常に複雑であるため、汙紙やPMMAを用いて現象を単純化した研究が数多く行われている⁽¹⁾⁻⁽⁷⁾。汙紙やPMMAの組成はほぼ均一であり、密度や厚さなど特性の異なる試料を入手しやすいことから実験に適しているといえる。著者らも試料に汙紙を用いた燃え拡がりを調べることにより、周囲温度や酸素濃度の影響を詳細に調べてきた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

従来の研究では、火炎の燃え拡がりを防ぐという観点から、不活性ガスなどの希釈剤が燃焼場に及ぼす影響がおもに検討されてきた⁽¹⁰⁾。しかしながら火炎が延焼していく過程において、燃焼が完全でない場合には、まだ反応していない熱分解ガスが周囲空気と混合し、可燃性の雰囲気形成されることが考えられる。このような状況下での火炎の燃え拡がりを解析することも防災上重要であると思われるが、研究例はほとん

どない⁽¹¹⁾。著者らはこれまでに、可燃性固体の熱分解過程を明らかにするため、加熱炉を用いた熱分解装置とガスクロマトグラフを用いて、試料に汙紙を用いた場合の熱分解ガスの同定と定量化を行った。また、検出された炭化水素の中で比較的発生量の多かったメタン、プロパン、水素に着目し、希薄可燃限界以下の濃度の燃料を対向する空気に添加して、部分予混合雰囲気中の燃え拡がりを調べた⁽¹²⁾⁽¹³⁾。その結果、(1)燃料を添加した部分予混合雰囲気中では火炎先端の青炎が大きくなること、(2)高温の領域が拡大すること、(3)添加する燃料濃度が高いほど燃え拡がり速度が増加すること、などを明らかにした。ただし、火炎の燃え拡がりは非定常の現象であるため、実験により現象を解析するには限界があった。

そこで著者らは、多孔質平板より気体燃料を吹出す層流平板境界層拡散火炎に着目し⁽¹⁴⁾⁻⁽¹⁷⁾、単一の燃料であるメタンを可燃性固体を想定した境界面から吹出すことで可燃性固体上を燃え拡がる火炎を模擬した⁽¹⁸⁾。ただし前回の解析では非圧縮のモデルを用いていたため、密度変化を考慮してさらに検討する必要がある。また実験では鉛直下方への燃え拡がりを対象としているが、重力の影響はこれまで考慮していなかった。そこで本研究では密度変化を考慮したモデルを

* 原稿受付 2007年3月26日。

^{*1} 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)。^{*2} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科。^{*3} 正員, フェロー, 名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: kazuhiro@mech.nagoya-u.ac.jp

用いて可燃性固体上を燃え拡がる火炎の数値解析を行った。熱分解ガスの燃料はメタンのみとし、対向する空气中にメタンを添加した部分予混合雰囲気中の火炎を調べた。この際、燃料濃度は希薄可燃限界以下とした。

2. 解析方法

2.1 解析モデルと支配方程式 図1に本研究で対象とする火炎の燃え拡がりの模式図および解析領域を示す。図1に示すように、一様な強制対流中に置かれた固体燃料上を火炎が鉛直下方(重力の加速度は右から左方向)へと燃え拡がる場合を考える。後ほど座標系や計算対象について詳しく説明するが、固体燃料の表面先端に座標原点を設け、表面に対して平行な方向を x 方向、鉛直方向を y 方向とした。固体燃料にはセルロースを主成分とする沓紙を想定し、火炎からの熱流入により熱分解した可燃性ガス(メタン)と周囲雰囲気に存在する酸素が燃焼して火炎が燃え拡がる過程を解析した。図1中の x_p は燃料が噴出される上流側の端であり、温度が沓紙の熱分解温度である 700 K⁽¹³⁾⁽¹⁸⁾ になる位置である。火炎の燃え拡がりの計算を行う前に、まず燃料噴出領域の幅を 10 mm にして着火し、その後得られた定在火炎を $t=0$ s の初期条件とした [図2(a)]。後ほど2.2節で境界条件について説明するが、図1中の記号 F は、 x 方向の速度 u 、 y 方向の速度 v 、温度 T 、任意の化学種の質量分率 Y_i を示している。

2.1.1 気相の反応と支配方程式 本研究では、セルロースを主成分とする沓紙の燃え拡がり現象を考える。ただし簡略化のため、可燃性固体の熱分解により発生する燃料はメタンのみとした。反応には、以下に示す一段の総括不可逆反応を用いた⁽¹⁹⁾。

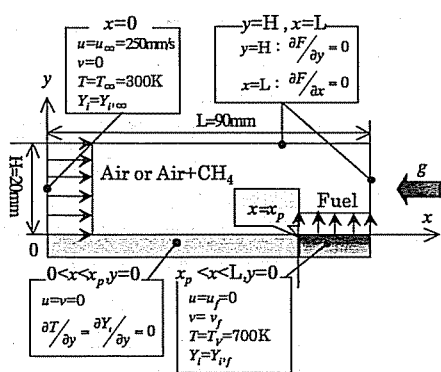
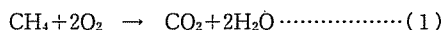


Fig.1 Numerical model

また火炎温度を決定する燃料の発熱量以外の要因として、ふく射による熱損失が考えられる。これまでに行った層流平板境界層拡散火炎の実験と数値解析の結果、燃料の発熱量を80%に調整すると、計算された温度分布が実験により計測された温度にほぼ等しくなった⁽²⁰⁾。そこで本研究でも、発熱量を約80%に調整して、沓紙の実験結果と比較した。比熱などの物性値は、JANAF table⁽²¹⁾の値を参考に温度の四次式で与えた。輸送係数に関しては、SmookeらのSimplified Transport Model⁽²²⁾を適用した。熱力学定数は、CHEMKIN データベース⁽²³⁾を用いた。また、以下の仮定を用いた。

- (1) 混合気は理想気体とする。
- (2) Soret 効果, Dufour 効果, 圧力拡散は無視する。
- (3) 粘性散逸項および圧力仕事項は無視する。

これにより、本解析で使用した気相の支配方程式は以下ようになる。

(1) 質量の保存方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

(2) 運動量の保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho g \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

(3) エネルギーの保存方程式

$$\begin{aligned} c_p \left[\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v T)}{\partial y} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \sum_{i=1}^5 h_i w_i \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

(4) 化学種の保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v Y_i)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) + w_i \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

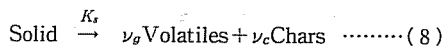
(5) 理想気体の状態方程式

$$p = \rho R^0 T \sum_{i=1}^5 \frac{Y_i}{m_i} \quad \dots\dots\dots (7)$$

2.1.2 固相の反応と支配方程式 次に、固相の解析方法について説明する。本解析で使用した固相の支配方程式を以下に示す。これまでに行った沓紙の実験では、熱的に薄い場合に相当することを確認している⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹²⁾。この場合、固相内の熱移動は無視できるため、固相におけるエネルギーの保存方程式は用いてい

ない。

(1) 質量の保存方程式 本研究では、可燃性固体としてセルロースを想定している。メタンの発熱量 11.9×10^3 cal/g に対して、セルロースの発熱量 4.0×10^3 cal/g は 33% である。そこで、熱分解ガスの組成としてメタンの質量分率を 0.33、窒素の質量分率を 0.67 とし、発熱量をセルロースに近い値になるようにした。また 2.2 節で説明するが、熱分解ガスが噴出している領域の温度は、沓紙の熱分解温度である 700 K とした⁽¹³⁾。固相の反応には Di Blasi が用いた熱分解反応⁽⁶⁾を参考にした。



ここで、 ν_g および ν_c は量論係数である。今回の解析では Char を考慮していないため、 $\nu_g=1, \nu_c=0$ とした。この場合、固相の質量の保存式は以下の式で記述される(ここで ρ_s は固相の密度)。

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -(1 - \nu_c) K_s \quad \dots\dots\dots (9)$$

可燃性固体は初期密度 $\rho_{s0}=800$ mg/cm³ および厚さ 0.12 mm (半分の厚さ $\tau=0.06$ mm) とし⁽¹²⁾、固相からの質量流束 \dot{m} および熱分解ガスの吹出し速度 v_f は以下の式により与えられる。

$$\dot{m} = \int_0^\tau (\nu_g K_s \rho_s) dy \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$v_f = \frac{\dot{m}}{\rho} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 K_s は熱分解反応の反応速度、 ρ_s は固相の密度、 ρ は気相の密度である。またこれまでに行った非圧縮性の解析モデル⁽¹⁸⁾との比較のため、熱分解により生成されたガスの吹出し速度を 15 mm/s で一定とした計算も行った。

2.2 解析方法と境界条件 上記の支配方程式の離散化には有限体積法を用いた。対流項の差分化には Quick 法、時間項には一次精度陰解法を用いた。圧力の計算には Patankar の SIMPLE 法⁽²⁴⁾を用いた。また時間刻み Δt は 1.0×10^{-5} s とした。各時間ステップにおいて SOR 法による繰返し計算を行った。

図 1 に示すように、計算領域の大きさは x 方向に 90 mm、 y 方向に 20 mm とした。格子には、 x 方向と y 方向に同じ等間隔格子とし、格子間隔は 0.1 mm から 0.5 mm まで変化させたが、0.2 mm より小さい格子間隔では結果が変わらなかったため、本報では格子間隔を 0.2 mm としている。

次に、境界条件について述べる。それぞれ(1)流入境界、(2)出口境界、(3)上部境界および(4)固相と気相の境界面について説明する。

(1) 流入境界 ($x=0$ mm) 入口では一様流とし、 x 方向速度 (u) を実験で用いた流速とし、 y 方向速度 (v) は零とする。温度は室温 300 K とする。部分予混合雰囲気とするため、空気に添加したメタンの濃度 C_f は、体積割合で 0% から希薄可燃限界以下の 2% とした。また、燃料以外の成分は空気とした。

$$\begin{cases} u = U_{in} = 250 \text{ mm/s} \\ v = 0 \\ T = 300 \text{ K} \\ Y_i = Y_{i,in} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (12)$$

(2) 出口境界 ($x=90$ mm) 出口では十分発達しているとして、自由流出条件を用いた。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial x} = \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x} = \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial x} = \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (13)$$

(3) 上部境界 ($y=20$ mm) 上部境界には自由流出条件を用いた。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (14)$$

(4) 固相と気相の境界面 ($y=0$ mm, $0 < x < x_p$) 可燃性固体の熱分解ガスが噴出されていない領域では、境界条件を以下のようにした。

$$\begin{cases} u = v = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y} = \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (15)$$

(5) 固相と気相の境界面 ($y=0$ mm, $x_p < x < 90$ mm) 可燃性固体から熱分解ガスが噴出されるため、境界条件は以下ようになる。ただし、熱分解ガスの吹出し速度は y 方向成分のみとし、 x 方向速度はもたないとした。また、温度は、可燃性固体の熱分解温度である 700 K とした。化学種の濃度はメタンと

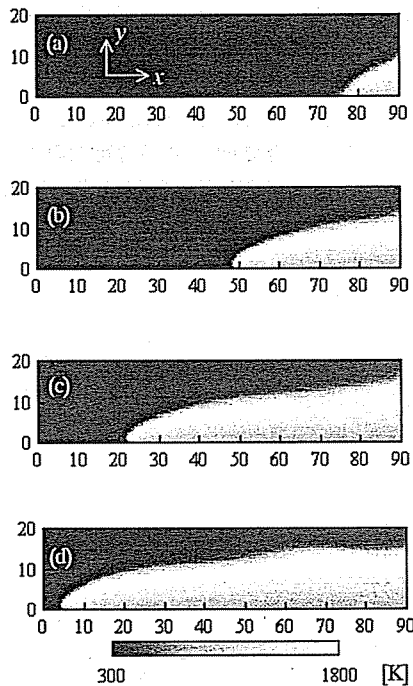


Fig.2 Temperature profile at different time steps; (a) $t=0.0$ s, (b) $t=0.1$ s, (c) $t=0.2$ s, and (d) $t=0.3$ s

窒素の質量分率をそれぞれ0.33と0.67とし、他は零とした。

$$\begin{cases} u=0 \\ v=v_f = \frac{\dot{m}}{\rho_0} \\ T=700 \text{ K} \\ Y_{\text{CH}_4}=0.33, Y_{\text{O}_2}=0.67 \end{cases} \dots\dots\dots (16)$$

3. 解析結果および考察

3.1 火炎構造 図2に、対向する空気に燃料を添加しない場合の温度分布の時間変化を示す。示した軸の目盛はすべてmmである。以降においては燃料(メタン)の吹出し速度を固相の熱分解反応を記述する式(10)、(11)により与えるが、3.2節においてのみ燃料の吹出し速度を15mm/s一定とした場合の結果を比較して考察している。これによると、固相表面の温度をもとに燃料の吹出し速度を与えることで、火炎は上流側へと移動するようすが確認できた。また、図3(a)~(d)に、燃え拡がり開始から $t=0.1$ s後の温度、熱発生速度、メタンの質量分率および酸素の質量分率の分布を示す。この時刻での燃料の吹出し位置

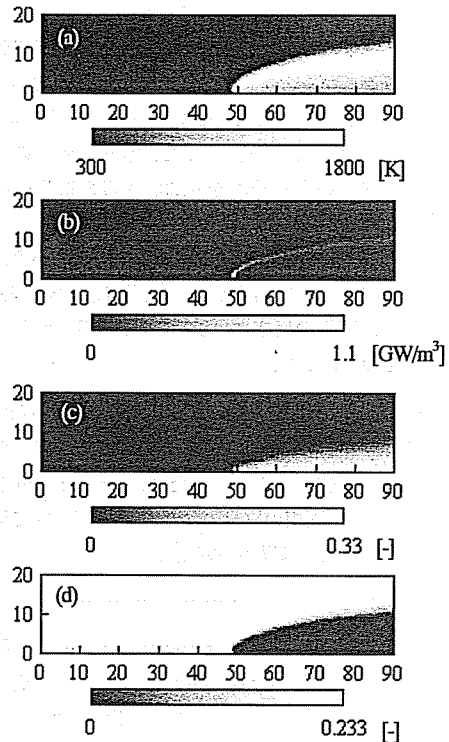


Fig.3 Profiles of (a) temperature, (b) heat release rate, (c) mass fraction of methane, and (d) mass fraction of oxygen; $t=0.1$ s

x_p は48.6mmである。これによると、火炎の下部にある高温の固相表面から燃料のメタンが出ており、対向する空気中の酸素と反応して火炎が形成されているようすがわかる。図3(b)をみると、火炎の先端部で熱発生速度が最大となっていることから、火炎の先端部で最も活発に反応が起こっていた。このように、火炎が移動するに従い、燃料の吹出し領域が上流側へと移動し、温度場および濃度場が変化するようすが再現され、可燃性固体上を燃え拡がる火炎が模擬された。

次に、同様の条件で行われた実験結果⁽¹²⁾と比較した。図4に、数値解析および実験によって得られた温度分布を示す。それぞれ $y=0.5, 1.0, 2.0, 3.0$ mmの結果である。燃料の吹出し位置からの距離を横軸とした。ここに示した温度分布以外も調べたところ、 $1.0 \text{ mm} < y < 3.0 \text{ mm}$ では、解析結果と計測された温度分布は比較的よく一致していた。ただし、固相表面近傍の $y=0.5 \text{ mm}$ では実験値に比べて解析結果のほうが温度が低く、また、ある程度離れた領域 $y \geq 3.0 \text{ mm}$ では逆に解析値のほうが温度が高くなるという結果が得られた。固体表面近傍で解析結果のほうが温

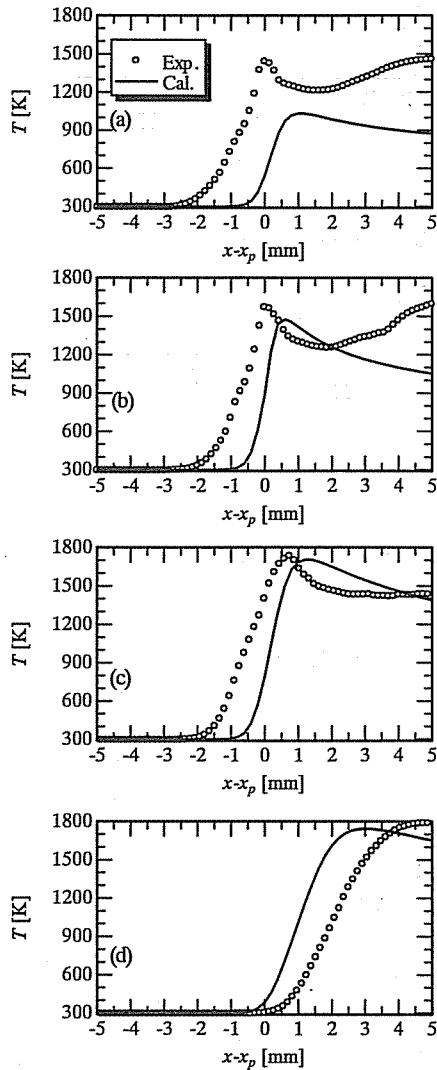


Fig. 4 Comparison between measured and simulated temperature profiles; (a) $y=0.5$ mm, (b) $y=1.0$ mm, (c) $y=2.0$ mm, and (d) $y=3.0$ mm

度が低くなった原因としては、本モデルにおいて熱分解ガスが噴出している領域すべての温度を沓紙の熱分解温度である 700 K で一定と仮定したことが考えられる。

3・2 燃料吹出し速度の検討 次に、熱分解ガスの吹出し速度の影響について検討した。従来の計算モデル⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾では、燃料の吹出し速度 v_f を 15 mm/s で一定としていた。今回用いた固相の熱分解反応を考慮したモデルでは、温度により熱分解ガスの吹出し量が変わるため、燃焼場も変化することになるものと思われる。そこで従来のモデルと比較するため、燃料の吹

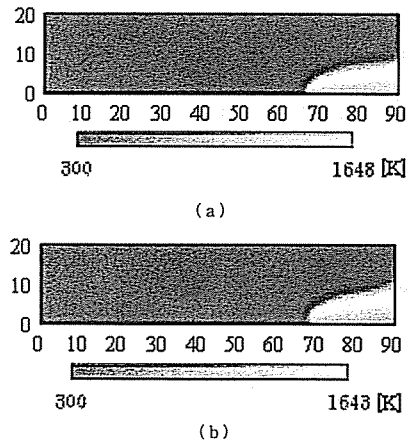
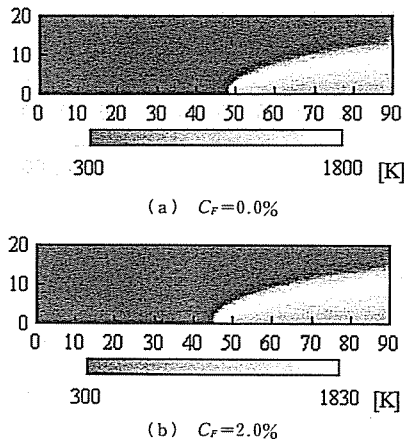
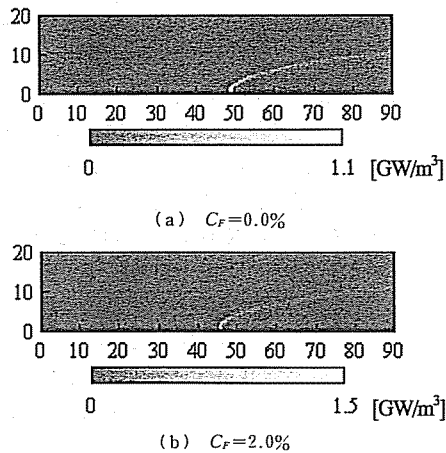


Fig. 5 Temperature profile at $t=0.085$ s

出し速度を 15 mm/s で一定とした計算も行って比較した。

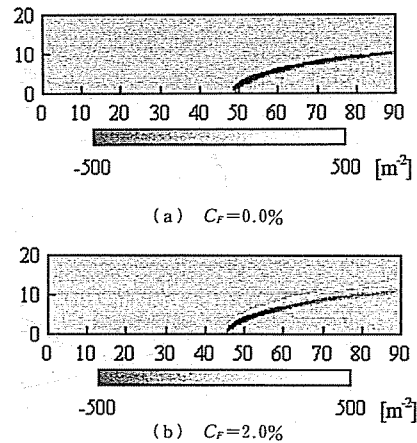
図 5 に燃え拡がり開始から 0.085 s における両者の温度分布の比較を示す。ここで、図 5(a) は $v_f=15$ mm/s で一定とした結果、図 5(b) は v_f を熱分解反応により与えた場合の結果である。これによると、最高温度はそれぞれ 1648 K および 1643 K となり、ほぼ同じ値が得られた。ただし固相の熱分解を考慮した図 5(b) の場合は、高温の領域がわずかに広がっているように見える。これは、図 5(b) での吹出し速度を調べたところ、最大で 81 mm/s 程度あったことから、温度分布の違いは燃料の吹出し速度の差によるものと思われる。他のグループが行った実験⁽²⁶⁾では最大で $v_f=80$ mm/s 程度の吹出し速度が計測されており、本解析でも実測値に近い値が得られた。

また、固相の熱分解反応から燃料の吹出し速度を与えたモデルを用いて、添加したメタンの体積割合 C_F を 0, 1, 2% としたときの火炎の燃え拡がり速度 V_{sp} を求めた。その結果、それぞれ 327, 347, 379 mm/s となった。一方、燃料の吹出し速度を 15 mm/s で一定とした場合の燃え拡がり速度を求めたところ、燃料を添加しない場合で 140 mm/s となった。すなわち、燃料の吹出し速度を一定とすると固相の熱分解反応を考慮した場合の V_{sp} の約半分となった。以上により、固相の熱分解反応は火炎温度にはそれほど影響しないものの、火炎の燃え拡がり速度には大きく影響することがわかった。ただし、実験で測定された燃え拡がり速度は今回計算により得られた値より 2 けた程度小さい値であった。この理由はおそらく固相のエネルギー方程式⁽²⁷⁾を本解析では考慮していないためであると考えられる。

Fig. 6 Contour map of temperature at $t=0.1$ sFig. 7 Contour map of heat release rate at $t=0.1$ s

3・3 燃料添加の影響 次に、対向する空気に燃料であるメタンを添加した場合の火炎構造の変化について詳細に検討する。図6と図7に、メタンを添加しない場合と体積割合 C_F で2.0%のメタンを添加した場合の時刻0.1 sにおける燃え拡がり時の温度分布と熱発生速度分布を示す。これらの結果は、燃料の噴出速度を固相の熱分解反応により求めて得られたものである。メタンを添加すると燃え拡がり速度が大きくなることから、火炎が先行していることが確認できる。また火炎の最高温度を両者で比較したところ、それぞれ1800 Kと1830 Kとなり、メタンを添加した場合のほうが高い値を示した。また、熱発生速度分布を比較すると、やはりメタンを添加することにより発熱速度が大きくなることがわかった。

次に、周囲雰囲気中に燃料を添加した場合の火炎構造の変化について検討した。火炎構造を明確にするた

Fig. 8 Contour map of flame index at $t=0.1$ s

め、次式で定義される Flame index⁽²⁵⁾ を求めた。燃料を添加しない場合と2%添加した場合を比較して図8に示す。燃え拡がり開始後の時刻0.1 sにおける結果である。

$$G_{F0} = \text{grad } Y_F \cdot \text{grad } Y_O \quad (Q/Q_{\max} > 0.01) \quad \dots\dots\dots (17)$$

G_{F0} が負の場合には拡散火炎、正の場合には予混合火炎を示し、その絶対値が大きいくほど反応速度が大きい。また、 Q_{\max} は熱発生速度の計算領域内における最大値である。これによると、メタンを添加しない場合は火炎全体が拡散火炎の構造をしているが、メタンを添加することにより拡散火炎の上面側を覆うように予混合火炎が形成されていることがわかった。

したがって、これまでに行った実験の考察および非圧縮性モデルの解析において検討した部分予混合雰囲気中での燃え拡がり速度増加のメカニズム⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁸⁾ が本解析により確認された。すなわち、部分予混合雰囲気では、対向する空気中に燃料が存在することにより火炎先端付近に予混合火炎が形成され、火炎から固相への熱流入が増えて熱分解ガスの生成量が増えて、燃え拡がり速度が増加したものと思われる。

4. 結 論

本研究では、可燃性固体上を燃え拡がる火炎の数値解析を行った。特に、燃料であるメタンを周囲空気流中に添加した部分予混合雰囲気における火炎構造を調べた。また、燃料の吹出し速度を固相の熱分解反応により与えて火炎の燃え拡がりを模擬し、燃料添加の影響を検討した。その結果、以下のような結論を得た。

(1) 本実験で計算された温度分布が、沔紙の実験により計測された気相の温度分布にほぼ等しくなるこ

とを確認した。

(2) 燃料の吹出し速度 v_f を固相の熱分解反応から見積もったところ、その最大値は 81 mm/s 程度であり、実測値に近い値が得られた。一方、 $v_f=15$ mm/s で一定としたモデルを用いた場合は、火炎温度はほぼ同じになったが、燃え拡がり速度は約半分になった。

(3) 火炎構造について検討するため、Flame index を求めた。その結果、部分予混合雰囲気中を燃え拡がる火炎においては、拡散火炎の上面側を覆うように予混合火炎の領域が形成されていた。これにより火炎温度と熱発生速度が上昇し、火炎の燃え拡がり速度が増加する。

文 献

- (1) de Ris, J. N., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 12 (1969), pp. 241-252.
- (2) Femandez-Pello, A. C. and Williams, F. A., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 15 (1975), pp. 217-231.
- (3) Femandez-Pello, A. C. et al., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 18 (1981), pp. 579-589.
- (4) Hirano, T. et al., *Combustion and Flame*, Vol. 26 (1976), pp. 191-200.
- (5) Femandez-Pello, A. C. and Hirano, T., *Combustion Science and Technology*, Vol. 32 (1983), pp. 1-31.
- (6) Di Blasi, C., *Combustion and Flame*, Vol. 97 (1994), pp. 225-239.
- (7) Suzuki, M. et al., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 25 (1994), pp. 1439-1446.
- (8) Yamamoto, K. et al., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 68-672 (2002), pp. 2437-2443.
- (9) Yamamoto, K. et al., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 69-680 (2003), pp. 946-953.
- (10) Zhang, Y. et al., *Combustion and Flame*, Vol. 90 (1992), pp. 71-83.
- (11) Ronney, P. D. et al., *Combustion and Flame*, Vol. 100 (1995), pp. 474-483.
- (12) Yamamoto, K. et al., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 69-684 (2003), pp. 1951-1957.
- (13) Yamamoto, K. et al., *Journal of the Combustion Society of Japan*, V. 45-131 (2003), pp. 41-48.
- (14) Hirano, T. and Kanno, Y., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 14 (1973), pp. 391-398.
- (15) Ueda, T. and Mizomoto, M., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 52-483 (1986), pp. 3787-3793.
- (16) Ueda, T. et al., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 56-531 (1990), pp. 3501-3507.
- (17) Liu, C. et al., *Trans. Japan Society for Mechanical Engineers*, B 66-647 (2000), pp. 1636-1643.
- (18) Yamamoto, K. et al., *Journal of the Combustion Society of Japan*, Vol. 47-140 (2005), pp. 129-136.
- (19) Coffee, T. P. et al., *Combustion and Flame*, Vol. 58 (1984), pp. 59-67.
- (20) Ogata, Y. et al., *Proceedings of 43rd Symposium on Combustion*, (2005), pp. 310-311.
- (21) JANAF thermochemical tables, Third Edition, (1985).
- (22) Smooke, M. D., *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flame*, (1991), pp. 1-28, Springer-Verlag.
- (23) Kee, R. J. et al., CHEMKIN-II, SAND 89-8009 (1989).
- (24) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), pp. 126-130, McGraw-Hill.
- (25) Yamashita, H. et al., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26 (1996), pp. 27-34.
- (26) Suzuki, S. et al., *Proceedings of 41st Symposium on Combustion*, (2003), pp. 310-311.
- (27) Kashiwagi, T. et al., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 26 (1996), pp. 1345-1352.