

多孔質固体に浸潤した可燃性液体表面に
沿った燃え拡がり現象に関する研究

桑 名 一 徳

多孔質固体に浸潤した可燃性液体表面に 沿った燃え拡がり現象に関する研究

博士論文

東京大学大学院工学系研究科
化学システム工学専攻
桑名 一徳

目 次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 燃え拡がり現象に関する従来の研究	4
1.2.1 実験的研究	4
1.2.1.1 固体面に沿った燃え拡がりに関する研究	4
1.2.1.2 液体面に沿った燃え拡がりに関する研究	4
1.2.1.3 多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え 拡がりに関する研究	5
1.2.2 理論的研究	8
1.2.2.1 固体面に沿った燃え拡がりに関する研究	8
1.2.2.2 液体面に沿った燃え拡がりに関する研究	12
1.2.2.3 多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え 拡がりに関する研究	15
1.3 研究目的	17
参考文献	19
第2章 理論解析の方法	23
2.1 燃え拡がり現象に影響を及ぼす要因	23
2.1.1 気相の現象	25
2.1.2 粒子層の現象	26

2.2	気相の基礎方程式	27
2.3	粒子層の基礎方程式	29
2.4	モデル化の必要性および粒子層のモデルの分類	31
	参考文献	33
第3章	粒径が大きい場合のモデル	34
	記号の説明	34
3.1	モデル	36
3.2	数値計算方法	42
3.3	計算結果および考察	43
3.3.1	代表的な計算結果	43
3.3.2	燃え拡がり速度	48
3.3.3	粒子層内の流れ場	51
3.3.4	液体の粘性の影響	55
3.3.5	液体の流動の駆動力	58
3.4	まとめ	63
	参考文献	64
第4章	粒径が小さい場合のモデル	66
4.1	検討方針	66
4.2	熱収支モデルによる乾燥の影響の検討	68
	記号の説明	68
4.2.1	モデル	69
4.2.2	基礎方程式	73
4.2.3	境界条件	74
4.2.4	解析結果および考察	76
4.2.4.1	粒子層の温度分布	76

4.2.4.2	実験結果との比較	78
4.2.4.3	粒子層の乾燥が燃え拡がり速度に及ぼす影響	78
4.3	定常モデルによる液体含有率分布の予測	85
	記号の説明	85
4.3.1	モデル	86
4.3.2	基礎方程式	89
4.3.3	境界条件	92
4.3.4	計算結果および考察	93
4.3.4.1	温度および液体含有率分布	93
4.3.4.2	液体含有率分布に及ぼす粒径の影響	93
4.3.4.3	液体含有率分布を決定する支配的な要因	94
4.4	非定常モデルによる燃え拡がり速度の予測	100
	記号の説明	100
4.4.1	座標系	102
4.4.2	気相のモデル	104
4.4.3	粒子層のモデル	106
4.4.4	粒子層および気相の界面の境界条件	108
4.4.5	計算結果および考察	109
4.4.5.1	代表的な計算結果	109
4.4.5.2	燃え拡がり速度	109
4.4.5.3	燃え拡がり速度の予測誤差に関する検討	110
4.5	まとめ	121
	参考文献	123
第5章	燃え拡がり速度が最小となる粒径	126
5.1	検討方針	126
5.2	モデルおよび計算結果	129

5.3 モデルの適用範囲	132
5.3.1 粒径が大きい場合のモデル	132
5.3.2 粒径が小さい場合のモデル	133
参考文献	134
第6章 結論	135
要旨	138
謝辞	145

第1章 序論

1.1 研究背景

現在、我々は生活するために大量のエネルギーを必要としており、このエネルギーの多くを化石燃料などの燃焼により得ている。燃焼反応により発生するエネルギーなくしては、我々の生活は成り立たないといえる。しかしながら、燃焼反応は、火災や爆発などの災害を引き起こす恐れがある。特に、我々の周囲には至る所に可燃性物質が存在しているため、火災は我々の日常生活の中で起こり得る災害である。また、火災は時として、甚大な被害を与える。したがって、火災を防ぐ、または、火災の被害を最小限に食い止めるための知識は、我々の生活にとって不可欠なものである。

一般的な火災は、共通した過程を経ることが多い。即ち、可燃性物質が何らかの原因により着火し、火炎が可燃性物質に沿って拡大・成長し、可燃性物質の全ての表面に火が回る火盛期へと至る。火炎が可燃性物質に沿って拡大・成長する過程は、燃え広がりと呼ばれる。火盛期にまで至ると、火災の危険性および被害は著しく増大する。したがって、火災による被害を最小限に抑えるためには、火盛期へと遷移する前、即ち、燃え広がり期に、何らかの処置を施す

必要がある。そのためには、燃え拡がり過程についての知識を得ることが不可欠であるといえる。また、燃え拡がり過程に関する知見は、推進燃料の燃焼、廃棄物燃焼および固体・液体の燃焼現象の解明に広く応用することができる。そこで、これまでに、燃え拡がり過程についての研究が盛んに行われてきた。

燃え拡がりに関するこれまでの研究では、可燃性物質として、紙およびプラスチックなどの可燃性固体や、アルコールや灯油などの可燃性液体が対象とされてきた。これらの可燃性固体および可燃性液体が我々の周りに多く存在し、火災の原因となりやすいためである。可燃性物質が、固体および液体いずれの場合でも、燃え拡がり過程は、火炎からの熱により可燃性物質が気化され、これにより形成された可燃性気体が燃焼し、燃焼により発生した熱が可燃性物質へと移動するといった現象が相互作用しながら同時に起こっており、非常に複雑である。そこで、従来の燃え拡がりに関する研究では、これらの現象の相互作用の様子およびこれらの現象が燃え拡がりに及ぼす影響などが実験および理論の両面から詳細に検討されてきた。

液体が何らかの原因で漏洩した場合、周囲の多孔質固体に浸潤することが多い。例えば、自動車からガソリンが漏洩した場合、ガソリンが周囲のアスファルトに浸潤するであろうことは容易に想像できる。また、石油タンクは、一般に、周囲が砂の層で囲まれているため、タンクから石油が漏洩すれば、周囲の砂に浸潤するであろう。これらの場合に、火災が発生すれば、火炎は、液体が浸潤した固体に沿って燃え拡がることになる。そこで、最近になって、液体が浸潤した固体に沿った燃え拡がりが注目されている。液体が浸潤した固体に沿った燃え拡がりの場合、固体内での液体の流動といったことを考慮する必要がある、固体または液体に沿った燃え拡がりに比べて現象の複雑さが増す。この場合も、固体または液体に沿った燃え拡がりと同様に、燃焼、熱の移動、可燃性物質の気化そして可燃性気体の形成といった現象が重要である。

次節では、これまでになされてきた燃え拡がりに関する研究を、固体面に沿った燃え拡がり・液体面に沿った燃え拡がり・多孔質固体に浸潤した液体に沿

った燃え広がりに分類して調査し、燃え広がりについて研究するにあたっての現状および問題点を検討する。

1.2 燃え拡がり現象に関する従来の研究

1.2.1 実験的研究

先にも述べたように、燃え拡がり現象は、火災の基礎研究の一つとして、古くから盛んに研究されている。ここでは、燃え拡がり現象の実験的研究のうち、代表的なものをいくつか紹介する。

1.2.1.1 固体面に沿った燃え拡がりに関する研究

固体面に沿った燃え拡がりの研究では、固体試料の物性の影響および実験条件の影響などが調べられてきた。

固体試料の物性の影響としては、試料の厚さおよび密度が燃え拡がりに及ぼす影響などが研究されてきた。Campbell (1971)は、厚さの異なる数種類の紙に沿った下方燃え拡がりについて調べた。その結果、厚い試料は、薄い試料よりも燃え拡がり速度が遅いことが示されている。Fernandez-Pello and Williams (1975)は、PMMA に沿った下方燃え拡がりに関して調べている。PMMA に沿った燃え拡がりの場合も、紙に沿った燃え拡がりと同様に、厚さが増すにしたがって、燃え拡がり速度は小さくなることが示された。また、厚さが増すにしたがって、燃え拡がり速度の厚さへの依存性は小さくなった。その後、Suzuki *et al.* (1994)は、非常に厚い紙の燃え拡がりの実験を行い、熱移動について考察した。

実験条件の影響としては、周囲の気流の影響などが研究されてきた。Hirano *et al.* (1976)は、鉛直上方への気流中でのろ紙の鉛直下方への燃え拡がりの時に見られる、不安定な燃え拡がりを詳細に観察した。Fernandez-Pello *et al.* (1981)は、気流の速度および周囲の酸素濃度の影響を調べている。これらの他にも多くの実験が行われ、気流中の固体に沿った燃え拡がりについて詳細に調べられている。

1.2.1.2 液体面に沿った燃え拡がりに関する研究

液体面に沿った燃え拡がりも、固体面に沿った燃え拡がりと同様に、液体燃料

の物性および実験条件の影響が調べられてきた。

Burgoyne らは、液体面に沿った燃え拡がりを観察し、燃え拡がり過程を誘導期、遷移期および伝播期に分類した(Burgoyne *et al.*, 1968; Burgoyne and Roberts, 1968a&b)。そして、液体の引火温度が初期温度よりも高い場合、液相に渦を伴った流れが誘起されること、この流れが火炎前方の液体へ熱を運んでいることなどを見出した。更に、初期温度と燃え拡がり速度の関係を調べ、引火温度以下では初期温度の増加に従い燃え拡がり速度が増加し、引火温度以上では燃え拡がり速度は初期温度に依らずほぼ一定になることを示した。

Mackinven *et al.* (1970)は、実験容器の長さ、幅、縁の高さおよび燃料の種類などの実験室規模のパラメータと、燃え拡がり速度との関係を調べ、火炎先端付近の液相表面での温度勾配に起因する液体の表面張力差により誘起される流れが、液相内の熱移動の支配的な要因であることを示した。

Akita らは、初期温度が燃え拡がりに及ぼす影響を詳細に観察した(Akita and Fujiwara, 1971; Akita, 1973)。初期温度が液体の引火温度よりも低い場合、定常な燃え拡がりではなく、火炎が振動する様子が観測された。また、さらに初期温度を下げると再び定常に燃え拡がることが示された。

以上のほかにも、多くの実験が行われており、液体面に沿った燃え拡がりに関して様々な知見が得られている。Ross (1994)による総説に、実験室規模の液体面に沿った燃え拡がりに関して、詳しくまとめられている。

1.2.1.3 多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がりに関する研究

Ishida (1986)および Takeno and Hirano (1986)は、固体粒子を充填した層に可燃性液体を浸潤させて燃え拡がりの実験を行った。その結果、固体粒子の粒径が約 2 mm 以下の場合、粒径の増加に従い、燃え拡がり速度が減少することが示された。その後、Takeno and Hirano (1988)は、粒径を広範囲に変化させて実験を行い、粒径が 2 mm 以上の場合、粒径の増加に伴い、燃え拡がり速度が増加するという傾向を示した。Fig. 1.1 に、Takeno and Hirano (1988)により測定さ

れた、燃え拡がり速度と粒径の関係を示す。Fig. 1.1 の実験条件は TABLE 1.1 に示す。この図からわかるように、可燃性液体が n-decane の場合、燃え拡がり速度が粒径に大きく依存することが示された。さらに、燃え拡がり速度が最小となる粒径が存在することが見出された。これは、安全工学上極めて重要な知見である。

Ishida および Takeno and Hirano によると、粒径が小さい場合に、燃え拡がり速度が減少するのは、粒子層内に乾燥した領域が形成されることと密接な関係がある。また、粒径が大きい場合に、燃え拡がり速度が増加するのは、粒子層内の液体の流動による対流伝熱が大きな影響を持つことが指摘されている。しかしながら、粒子層内の液体の挙動は極めて複雑であるため、燃え拡がり機構の詳細が明らかにされるには至っていない。

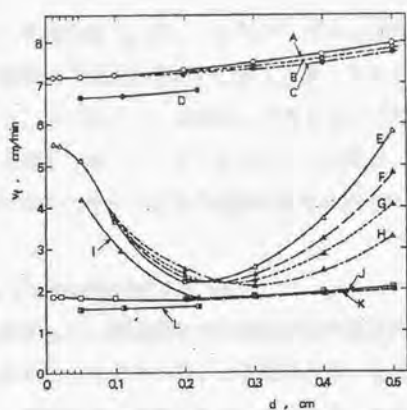


Fig. 1.1 Variations of flame spread rate with bead diameter observed by Takeno and Hirano (1988).

TABLE 1.1 Experimental conditions of Fig. 1.1 (Takeno and Hirano (1988)).

	Combustible liquid	Viscosity μ , (cp)	Material of beads	Initial liquid level y_0 , (cm)	Symbol
A	90% decane + 10% hexane	0.846	glass	0.0	○
B	90% decane + 10% hexane	(normal)	glass	0.0	●
C	90% decane + 10% hexane	2.617	glass	0.0	⊙
D	90% decane + 10% hexane	4.552	lead	0.0	⊖
E	pure decane	0.846	glass	0.0	△
F	pure decane	2.617	glass	0.0	▲
G	pure decane	4.552	glass	0.0	▴
H	pure decane	6.872	glass	0.0	▴
I	pure decane	0.846	lead	0.0	△
J	pure decane	0.846	glass	-0.5	□
K	pure decane	4.552	glass	-0.5	■
L	pure decane	0.846	lead	-0.5	▣

1.2.2 理論的研究

燃え拡がり現象の理論研究で、多くの研究者が興味の対象としているのは、燃え拡がり速度を理論的に予測することである。燃え拡がり速度は、実験的には容易に測定することが可能だが、理論的に予測するのは容易ではない。ここでは、燃え拡がり速度を予測するモデルがどのように発展してきたかに重点を置いて、燃え拡がり現象に関する従来の理論的研究を紹介する。

1.2.2.1 固体面に沿った燃え拡がりに関する研究

de Ris (1969)が提案した、対向流中での燃え拡がり現象のモデルは、おそらく、燃え拡がり現象のモデルの中で最もよく知られているものである。彼の研究は、燃え拡がりの理論研究の基礎となるものであり、また、導出される燃え拡がり速度が、実験結果と少なくとも定性的には一致するため、現在でも頻繁に引用されている。de Ris のモデルの主な仮定を以下に示す。

1. 気相の流れ場は一様流である。
2. 化学反応速度は無限大である。
3. 火炎の下方では、固相表面の温度が一定である。
4. Lewis 数は1である。
5. 気相および固相の物性値は一定である。
6. 熱分解による固相表面の後退は考慮しない。
7. 固相表面における燃料の吹き出し速度を線形化因子を用いて線形化する。

また、de Ris のモデルは、火炎先端の位置に固定した座標系を用いた定常モデルである。燃え拡がり現象において、燃え拡がり速度は問題の固有値であり、定常モデルでは、燃え拡がり速度を求めるための条件式が必要である。de Ris は、その条件式として火炎先端位置における温度の連続性を表す式を用いた。このモデルから導かれる基礎方程式は、Wiener-Hopf 法を用いて解析的に解く

ことができ、以下のような燃え拡がり速度 V の予測式が得られる。

試料が熱的に薄い場合：

$$V = A \frac{\lambda(T_f - T_{vap})}{\rho_w C_{pw} \tau (T_{vap} - T_w)} \quad (1.1)$$

試料が熱的に厚い場合：

$$V = \frac{\rho C_p \lambda V_a \left\{ \frac{T_f - T_{vap}}{T_{vap} - T_w} + \frac{2R_1 F (2\lambda / \rho C_p V_a I_1)}{\rho C_p V_a (T_{vap} - T_w)} + \frac{2R_2}{\pi \rho C_p V_a (T_{vap} - T_w)} \right\}^2}{\rho_w C_{pw} \lambda_{wy}} \quad (1.2)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 ρ は密度、 C_p は比熱、 T_f は火炎温度、 T_{vap} は熱分解温度、 T_w は初期温度、 τ は熱的に薄い試料の厚さ、 V_a は火炎と対向流の相対速度、 R_1 は上流への輻射による熱流束、 I_1 は前方への熱輻射の特性距離であり、添え字の w は固体試料を表す。 A は比例定数であり、Delichatsios (1986)によれば、 $A = \pi/4$ である。また、関数 F は次式で定義される。

$$F(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} \pi - \sin^{-1}(z-1) / \pi (2z - z^2)^{1/2}, & 0 < z \leq 2 \\ \left\{ \frac{1}{2} \pi (z^2 - 2z)^{-1/2} \right\} \ln \left\{ \frac{z-1 + (z^2 - 2z)^{1/2}}{z-1 - (z^2 - 2z)^{1/2}} \right\}, & 2 < z \end{cases} \quad (1.3)$$

de Ris は、燃え拡がり速度の解析解を得たが、固相および気相の温度分布や燃料気体および酸化剤の濃度分布は求めている。最近になって、de Ris のモデルを数値的に解くことが試みられた (Bhattacharjee, 1993; Bhattacharjee *et al.*, 1996a&b)。熱的に薄い燃料および厚い燃料のそれぞれの場合について、数値解が得られ、温度分布および各化学種の濃度分布が求められている。その結果、

de Ris のモデルでは、熱的に厚い燃料の場合、固体燃料表面で燃焼反応が起こるという解が得られることが示された(Bhattacharjee *et al.*, 1996a)。また、de Ris のモデルにより予測される燃え広がり速度と実験結果の不一致は、気相の流れ場に一樣流を仮定していることが主な原因であることが示された(Bhattacharjee *et al.*, 1996b)。

de Ris の研究の後、しばらくの間、彼のモデルの妥当性の検討および彼のモデルの改良という方向性で、燃え広がり理論研究が進められていった。

de Ris のモデルでは、燃え広がり速度が燃料の熱分解温度の関数として与えられるが、この熱分解温度は、燃料の種類に依存する未知のパラメータである。したがって、このモデルでは、燃え広がり速度の固有値問題は解決されているが、燃料の熱分解温度が新たな固有値になっているとすることができる。実験的に測定しやすいのは、燃料の熱分解温度よりも、むしろ、燃え広がり速度であり、このことから、Sirignano (1972)は、de Ris のモデルは不完全であると指摘した。Sirignano (1974)は、燃料の熱分解反応速度を Arrhenius 型で与えることにより、熱分解温度をパラメータとして必要としないモデルを構築した。Sirignano のモデルも、de Ris のモデルと同様に、火炎先端位置に固定された座標系を用いた定常モデルであり、また、気相の流れ場には一樣流を採用している。固有値である燃え広がり速度を決定するための条件式には、燃料固体の質量保存式が用いられている。基礎方程式は、数値的に解かれ、解が得られている。Sirignano のモデルでは、de Ris のモデルの欠点を取り除かれ、未知のパラメータに依存しない燃え広がり速度を得ることができる。しかし、対象となる現象が表面燃焼の場合のみに限られており、気相中での燃焼反応は考慮に入られていない。

燃焼反応が固体燃料表面でのみ起こることを仮定すると、気相での化学種保存式を解く必要がなくなり、気相および固相での熱収支のみを考慮すればよいモデルを導くことができる。Wichman and Williams (1983)は、この熱収支モデルから、de Ris の解と同じ形の燃え広がり速度を得ることができることを示した。

熱収支モデルは、その解析が比較的簡単であるため、種々の燃え拡がり現象の解析に応用されている。その一例として、Atreya (1986)による炭化層を生じる固体の燃え拡がり現象の解析が挙げられる。Atreya は、炭化層が生じるという複雑な現象を、熱収支モデルを採用することにより、比較的単純な連立方程式系で表した。また、彼は、得られた方程式系を直交円筒座標系に変換するという独特の方法で、解析解を得ている。

Fernandez-Pello and Williams (1977)は、気相中での有限速度の反応速度を持つ燃焼反応を考慮に入れたモデルを提案した。また、彼らは、気相の流れ場に一樣流を採用せず、境界層近似を採用した。彼らが解析対象とした下方燃え拡がりでは、浮力により、燃え拡がりとは逆の方向に自然対流が生じる。この場合、固体燃料の表面付近には速度境界層が形成されるので、境界層近似は、一樣流近似に比べて、より精度の良い近似であると考えられる。彼らのモデルもこれまで挙げられたモデルと同様な定常モデルであり、燃え拡がり速度を決定するための条件式には、燃料固体の質量保存式が用いられている。彼らのモデルにより予測される燃え拡がり速度は、実験結果と定量的にもよく一致している。

これまでに挙げられた研究では、全て、座標系が火炎先端位置に固定された定常モデルが採用されている。定常モデルでは、燃え拡がり速度を求めるための条件式が必要であるが、妥当な（普遍的な）条件式を採用するのは極めて困難である(Karpov and Bulgakov, 1994)。Frey and T'ien (1979)の研究では、非定常モデルによる解析が行われた。これは、燃え拡がり現象の解析に非定常モデルを用いた最初の研究である。非定常モデルを用いることにより、燃え拡がり速度を火炎先端位置の移動速度として求めることができ、燃え拡がり速度を求めるための条件式が不要になる。ただし、彼らのモデルでは、気相では擬定常状態が仮定されている。これは、気相で起こる燃焼反応の特性時間が、固相の熱移動の特性時間に比べて著しく小さいことを根拠としている。また、気相の流れ場には一樣流が採用されている。

気相での流れ場を求めるために、一樣流近似や境界層近似を用いない、非定

常解析が Di Blasi (1994)により行われた。このモデルにより、仮定や外部パラメータを必要せずに、燃え拡がり速度を予測することが可能になった。また、実際に実験を行うのが困難な条件での数値解析が行われ、極めて薄い試料に沿った燃え拡がりの様子などが調べられた。

燃え拡がり現象の理論解析は、化学反応を含む熱流体力学解析である。こういった場合の基礎方程式は、強い非線形性があるため、極めて単純な場以外では解析解を得ることは難しい。したがって、コンピュータによる数値解析を行うことが必要である。実際の燃え拡がりとは、三次元の非定常・非圧縮な現象である。しかし、現状のコンピュータの計算能力では、このような現象を正確にシミュレートすることは、膨大な計算時間が要求され、現実的ではない。そこで、現象に及ぼすと考えられる要因を列挙し、各要因の影響の大きさを的確に評価し、影響の小さい要因はモデル化するという作業が必要である。燃え拡がり現象のような、複雑な現象を解析する場合、コンピュータの計算能力を考えつつ、現象を的確にモデル化することが重要である。

1.2.2.2 液体面に沿った燃え拡がりに関する研究

液体面に沿った燃え拡がりに関する理論的研究も、固体面に沿った燃え拡がりの場合と同様な過程を経て発展してきた。即ち、初期の頃の、多くの仮定を含み、解析解を得ることのできるモデルから、比較的仮定の少ない数値計算モデルへと発展してきた。

液体面に沿った燃え拡がり現象を理論的に解析する場合、液体の流動を考慮に入れる必要があり、固体面に沿った燃え拡がりの場合よりも複雑さが増す。初期の理論研究では、液体の流動の様子とその影響を明らかにすることに主眼が置かれ、液相の現象のみが解析された。この場合、燃焼反応を含む気相の影響は、液相表面での境界条件として与えられる。

液相の流れ場の解析解を得るモデルの代表的なものとして、Sirignano and Glassman (1970)によるものが挙げられる。彼らは、液相表面の温度勾配に起因

する表面張力差に着目し、それにより誘起される液体の流動が次式で表せることを示した。

$$u = \left(\frac{3}{4} y^2 - \frac{1}{2} y \right) \sigma_s - V + O\left(\frac{1}{N}\right) \quad (1.4)$$

ここで、 u は水平方向の液体流速、 σ_s は表面張力勾配である。

液相の流れ場の数値解を得るためのモデルの代表的なものとしては、Torranceらのモデルが挙げられる(Torrance, 1971; Torrance and Mahajan, 1974&1975)。彼らのモデルでは、液体の非圧縮性が仮定され、浮力の影響は Boussinesq 近似により表された。また、固体面に沿った燃え広がりの初期の研究と同様に、火炎先端位置に固定された移動座標系を用いた定常モデルが採用された。彼らは、液体の流動に影響を与えるパラメータとして、以下のものを考慮した。

$$S = - \frac{T_i - T_0}{\mu U} \frac{d\sigma}{dT} \quad (1.5)$$

$$Gr = \frac{g\beta(T_i - T_0)\kappa}{U^3} \quad (1.6)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.7)$$

$$Re = \frac{Uh}{\nu} \quad (1.8)$$

ここで、 T_i は火炎下方における液体の表面温度、 T_0 は初期温度、 μ は液体の粘性係数、 U は燃え広がり速度 (このモデルにおいては、液相の移動速度になる)、 σ は液体の表面張力、 β は液体の体積膨脹係数、 κ は液体の温度拡散係数、 ν は液体の動粘性係数、 h は液相の深さである。 S は、液体の表面張力の大きさを表

す無次元パラメータであり、 Gr は Grashof 数で浮力の大きさを表す。また、 Pr は Prandtl 数、 Re は Reynolds 数である。彼らの解析の結果、液相内に渦が形成されることが予測された。また、液体の流動は、主に液相表面における温度勾配に起因する表面張力差により誘起され、浮力は液体の流動にほとんど影響を与えないことなどが示された。さらに、火炎先端位置における液体の流速が、燃え拡がり速度と密接な関係にあることも示された。Torrance らの液相モデルは、予測される流れ場および温度場が実験結果とよく一致したため、液体面に沿った燃え拡がりの研究で広く用いられるようになった。一例として、Ito *et al.* (1994)は、Torrance らのモデルを用いて、火炎先端が振動するような燃え拡がりにおける液相の様子を解析した。

Torrance らのモデルでは、火炎下方における液体の表面温度が液体の引火温度に等しいと仮定されているため、彼らのモデルにより燃え拡がり速度を予測できたとしても、de Ris の固体面に沿った燃え拡がりのモデルと同様に、液体の引火温度を求めるという新たな固有値問題が発生してしまう。したがって、Torrance らのモデルは、燃え拡がり速度を予測するためのものというよりも、むしろ、燃え拡がり時の液体の流動の様子を調べるためのものだと言えることができる。

Furuta *et al.* (1985)は、液相の解析に Torrance らのモデルを用い、さらに、反応速度が無限大の仮定を用いて、気相の現象も解析した。彼らの研究でも、火炎先端位置に固定された座標系を用いた定常モデルが採用された。また、火炎下方における液体の表面温度が液体の引火温度に等しいと仮定されている。したがって、固有値問題は解決されておらず、燃え拡がり速度はあらかじめ与えられ、固有値として求められてはいない。

その後、Di Blasi らによって、液体面に沿った燃え拡がりの研究にも、非定常モデルが導入された(Di Blasi *et al.*, 1990; Di Blasi, 1995)。Di Blasi らのモデルでは、気相中での有限の反応速度を持つ燃焼反応が考慮された。また、彼女らのモデルでは、気相および液相の両方に非圧縮性が仮定され、浮力は Boussinesq

近似により表された。Di Blasi らは、非定常モデルを用いて、燃え拡がり速度を予測することに成功したが、予測された燃え拡がり速度は、実験結果と定量的に一致するには至らなかった。

液相および気相の両方を圧縮性流体とし、また、物性値の温度依存性も考慮した解析が Schiller らによってなされた (Schiller *et al.*, 1996; Schiller and Sirignano, 1996)。また、彼らは、火炎先端付近で気相のメッシュ間隔を動的に小さくするという、非常に高度な数値スキームを採用した。Schiller らによる流体の圧縮性および物性値の温度依存性を考慮したモデルを用いて予測された燃え拡がり速度は、過去の実験結果と極めてよく一致している。彼らは、このモデルを用いて、液相および気相の浮力の影響や対向流の流速の影響などを調べた。その結果、Torrance らが予測したように、液相の浮力が燃え拡がりに与える影響は小さいが、気相の浮力は燃え拡がりに大きな影響を及ぼすことが示された。

Schiller らの研究により、液体面に沿った燃え拡がり速度を定量的に予測するまでに至ったとすることができる。今後、更に計算精度を向上させるためには、実験容器の三次元性の影響や、素反応をも考慮した燃焼反応を導入することが必要だと考えられる。また、実験を行うのが困難な種々の条件下での燃え拡がり現象が、数値シミュレーションにより解析されていくことが期待される。

1.2.2.3 多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がりに関する研究

多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がりでは、純粋な液体面に沿った燃え拡がりと同様に、液体が流動することが考えられるが、液体は固体から抵抗力を受ける。また、多孔質固体の空隙内には、液体および気体の両方が共存し得る。したがって、純粋な液体面に沿った燃え拡がりよりも、更に現象が複雑であり、理論的な解析は非常に困難である。

Ji and Fan (1992)は、数値シミュレーションにより、この現象を解析することを試みた。しかし、系統的な結果を得るには至らなかった。

その後、Torrance らが構築した、液体に沿った燃え拡がりのモデルに、液体

が固体から受ける抵抗力の項を組み込んだモデルが提案され、粒子層に浸潤した液体に沿った燃え拡がり時における液体の流動の様子や温度分布が調べられた(Kuwana *et al.*, 1997)。このモデルにより、粒子径が比較的大きい場合、粒径の増加に従い燃え拡がり速度が増加する傾向は、液体の流動による対流伝熱を考慮することにより説明できることが示された。しかし、このモデルは、Torranceらのモデルと同じく、気相の現象を無視した定常モデルであるため、燃え拡がり速度を予測することができない。また、粒子層内で液体が乾燥することが全く考慮されていない。

多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がり現象は、現象の複雑さのため、これまで理論的な解析がほとんど成功していない。また、燃え拡がり速度の予測に関しては、定性的な予測すらできていないのが現状である。

1.3 研究目的

多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がりは、その安全工学上の重要性にもかかわらず、これまでに十分な研究が行われておらず、燃え拡がり機構には不明な点が多く残されている。特に、この現象に関する理論的研究はほとんど行われていない。これは、前述の通り、多孔質固体内における液体の挙動の複雑さが原因である。また、燃え拡がり速度の理論的な予測という点では、定性的な予測さえ達成されていないのが現状である。そこで、本研究では、多孔質固体に浸潤した液体面に沿った燃え拡がり現象の理論的解析を行い、得られた結果を検討することにより燃え拡がり機構を明らかにし、更に、燃え拡がり速度の理論的な予測を可能にすることを目的とする。

本研究では、多孔質固体として、粒子が充填された層を考える。これまでに例として挙げてきた、アスファルトや砂の層などの一般的な多孔質固体は、内部の構造が非常に複雑であり、また、その構造は、多孔質固体の種類により異なる。したがって、個々の多孔質固体の内部構造を考慮するのは現実的ではなく、また、多孔質固体の内部構造を考慮することにより汎用的な知見が得られるとは考えにくい。一方、多孔質固体として、粒子が充填された層を考慮することにより、多孔質固体を均一な層と見なすことができ、現象を単純化して見ることができる。充填された粒子の粒子径を、多孔質固体の内部構造を表すパラメータとして考えることにより、本来複雑であるはずの多孔質固体の内部構造を一つのパラメータで表現することができる。さらに、粒子層に浸潤した液体に沿った燃え拡がりの系統的な解析を行うことにより、多孔質固体に浸潤した液体に沿った燃え拡がりの一般的な知見が得られると考えられる。

更に、本研究では、可燃性液体の引火温度が室温よりも十分に高い場合を研究対象とする。これは、燃え拡がり速度の最小値が存在するのが、*n*-decane のように可燃性液体の引火温度が室温よりも十分に高い場合のみだからである (Fig. 1.1 参照)。燃え拡がり速度の最小値が存在するというのは、安全工学上、重要な事実である。したがって、燃え拡がり速度の最小値が存在する機構を理論的

に説明することが、大変重要である。

多孔質固体として粒子層を考えるという単純化を行ったとしても、粒子層に浸潤した液体面に沿った燃え拡がり現象は非常に複雑であるため、解析を行うための適切なモデル化が要求される。本研究では、この現象のモデル化を試みる。その際、現象に影響を及ぼすと思われる要因を列挙し、各要因の影響の大きさを詳細に検討する。影響が小さいと考えられる要因については、適切な仮定をすることにより、モデルを構築していく。このようなモデルによって得られる予測結果は、モデル化の際の仮定および採用するパラメータの値などに大きく依存する。したがって、このようなモデルを用いた理論解析により定量評価を行う場合、モデルの仮定およびパラメータの値に起因する予測誤差についての詳細な検討が不可欠である。そこで本研究では、モデルの予測誤差および適用範囲についても考察を行う。

本研究で構築されるモデルは、主に、数値解析の手法を用いて解が得られる。数値解析の利点の一つとして、パラメータを変化させた解析が容易であることが挙げられる。また、実験を行うのが困難な条件での解析も容易である。本研究では、これらの数値解析の利点を活かして、様々な条件での数値シミュレーションを行う。これらのシミュレーションから得られた結果を詳細に検討することにより、燃え拡がり機構を明らかにしていく。

参考文献

- Akita, K. and Fujiwara, O. (1971). Pulsating Flame Spread along the Surface of Liquid Fuels, *Combustion and Flame* 17, 268.
- Akita, K. (1973) Some Problems of Flame Spread along a Liquid Surface, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1075.
- Atreya, A. (1986). Steady Propagation of an Opposed-wind Diffusion Flame on a Charring Solid, *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference*, San Francisco, 849.
- Bhattacharjee, S. (1993). A Comparison of Numerical and Analytical Solution of the Creeping Flame Spread over Thermally Thin Materials, *Combustion and Flame* 93, 434.
- Bhattacharjee, S., West, J., and Dockter, S. (1996a). A Simplified Theory for de Ris Flame over Thick and Thin Fuel Beds, *Combustion and Flame* 104, 66.
- Bhattacharjee, S., West, J., and Altenkirch, R. A. (1996b). Determination of the Spread Rate in Opposed-Flow Flame Spread over Thick Solid Fuels in the Thermal Regime, *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1477.
- Burgoyne, J. H., Roberts, A. F., and Quinton, P. G. (1968). The Spread of Flame across a Liquid Surface: I. The Induction Period, *Proc. Roy. Soc. A*. 308, 39.
- Burgoyne, J. H. and Roberts, A. F. (1968a). The Spread of Flame across a Liquid Surface: II. Steady-state Conditions, *Proc. Roy. Soc. A*. 308, 55.
- Burgoyne, J. H. and Roberts, A. F. (1968b). The Spread of Flame across a Liquid Surface: III. A Theoretical Model, *Proc. Roy. Soc. A*. 308, 69.
- Delichatsios, M. A. (1986). Exact Solution for the Rate of Creeping Flame Spread over Thermally Thin Materials, *Combustion Science and Technology* 44, 257.

- de Ris, J. N. (1969). Spread of a Laminar Diffusion Flame. *Twelfth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 241.
- Di Blasi, C., Crescitelli, S., and Russo, G. (1990). Model of Pulsating Flame Spread Across Liquid Fuels, *Twenty-third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1669.
- Di Blasi, C. (1994). Processes of Flames Spreading over the Surface of Charring Fuels: Effects of the Solid Thickness, *Combustion and Flame* 97, 225.
- Di Blasi, C. (1995). On the Role of Surface-Tension-Driven Flows in the Uniform, Near-Flash Flame Spread over Liquids, *Combustion Science and Technology* 110-111, 555.
- Fernandez-Pello, A. and Williams, F. A. (1977). A Theory of Laminar Flame Spread over Flat Surface of Solid Combustibles, *Combustion and Flame* 23, 251.
- Frey, A. E. and T'ien, J. S. (1979). A Theory of Flame Spread over a Solid Fuel Including Finite-Rate Chemical Kinetics, *Combustion and Flame* 36, 262.
- Furuta, M., Humphrey, A. C., and Fernandez-Pello, A. C. (1985). Prediction of Flame Spread Hydrodynamics over Liquid Fuel, *PCH PhysicoChemical Hydrodynamics* 6, 347.
- Ishida, H. (1986). Flame Spread over Fuel-soaked Ground, *Fire Safety Journal* 10, 163.
- Ito, A., Saito, K., and Cremers, C. J. (1994). Pulsating Flame Spread over Liquids, *Fire Safety Science — Proceedings of the Fourth International Symposium*, Ottawa, 445.
- Ji, J. and Fan, W. (1992). Flame Spread over Oil-Sand Pool, *Proceedings of the First Asian Conference on Fire Science and Technology*, Hefei, China, 287.
- Karpov, A. I. And Bulgakov, V. K. (1994). Prediction of the Steady Rate of Flame Spread over Combustible Materials, *Fire Safety Science — Proceedings of the Fourth International Symposium*, Ottawa, 373.
- Kuwana, K., Suzuki, M., Dobashi, R., and Hirano, T. (1997). Numerical Simulation of Combustible Liquid Behavior and Temperature Distribution in a Solid-Liquid

- Mixed Layer during Flame Spread over It, *Fire Safety Science — Proceedings of the Fifth International Symposium*, Melbourne, 367.
- Mackinven, R., Hansel, J. G., and Glassman, I. (1970). Influence of Laboratory Parameters on Flame Spread across Liquid Fuels, *Combustion Science and Technology* 1, 293.
- Ross, H. D. (1994). Ignition of and Flame Spread over Laboratory-scale Pools of Pure Liquid Fuels, *Prog. Energy Combust. Sci.* 20, 17.
- Schiller, D. N., Ross, H. D., and Sirignano, W. A. (1996). Computational Analysis of Flame Spread Across Alcohol Pools, *Combustion Science and Technology* 118, 203.
- Schiller, D. N., Sirignano, W. A. (1996). Opposed-Flow Flame Spread across n-Propanol Pools, *Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1319.
- Sirignano, W. A. and Glassman, I. (1970). Flame Spreading above Liquid Fuels: Surface-Tension-Driven Flows, *Combustion Science and Technology* 1, 307.
- Sirignano, W. A. (1972). A Critical Discussion of Theories of Flame Spread across Solid and Liquid Fuels, *Combustion Science and Technology* 6, 95.
- Sirignano, W. A. (1974). Theory of Flame Spread above Solids, *Acta Astronautica* 1, 1285.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1986). Flame Spread over Porous Solids Soaked with a Combustible Liquid, *Twenty-first Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 75.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1988). Behavior of Combustible Liquid Soaked in Porous Beds during Flame Spread, *Twenty-second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1223.
- Torrance, K. E. (1971). Subsurface Flows Preceding Flame Spread over a Liquid Fuel, *Combustion Science and Technology* 3, 133.

- Torrance, K. E. and Mahajan, R. L. (1974). Fire Spread over Liquid Fuels: Liquid Phase Parameters, *Fifteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 281.
- Torrance, K. E. and Mahajan, R. L. (1975). Surface Tension Flows Induced by a Moving Thermal Source, *Combustion Science and Technology* 10, 125.
- Wichman, I. S. and Williams, F. A. (1983). A Simplified Model of Flame Spread in an Opposed Flow along a Flat Surface of a Semi-infinite Solid, *Combustion Science and Technology* 32, 91.

第2章 理論解析の方法

2.1 燃え拡がり現象に影響を及ぼす要因

Fig. 2.1 は、粒子層に浸潤した可燃性液体表面に沿った燃え拡がりの模式図を表している。前章で述べたように、本研究では、可燃性液体の引火温度が初期温度よりも十分に高い場合を研究対象とする。可燃性液体の引火温度が初期温度よりも高い場合、火炎前方の可燃性蒸気の濃度は、一般に可燃限界以下である。したがって、火炎が燃え拡がるためには、火炎前方で可燃性液体が十分に蒸発する必要がある。即ち、火炎前方の液体に、蒸発に必要な熱が移動する必要がある。この熱の熱源は、一般に、燃焼反応により発生する熱である。燃焼により発生した熱は、気相および粒子層内を移動し、火炎前方の液体まで伝わる。したがって、燃え拡がり現象を理論的に解析するためには、気相および粒子層の両方の現象を考慮する必要がある。

以上に示した熱移動過程は、燃え拡がりにおいて大変重要であり、燃え拡がり機構を明らかにするためには、この熱移動の機構を明らかにする必要がある。以下では、気相および粒子層内について、熱移動の観点を中心として、燃え拡がりに影響を及ぼす要因を検討する。

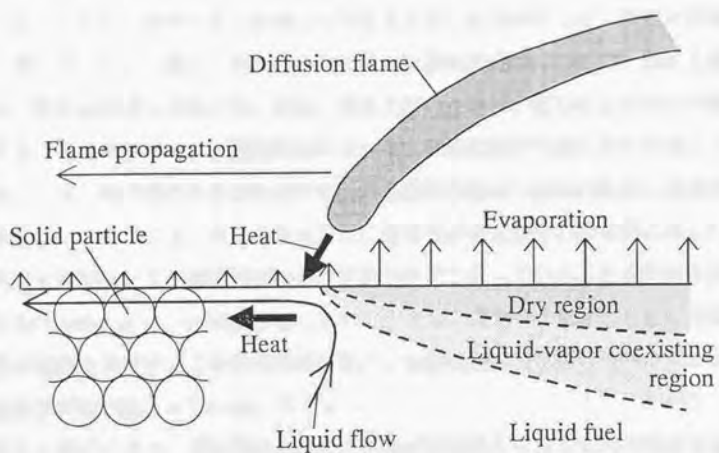


Fig. 2.1 Schematic of flame spread over particle bed soaked with a combustible liquid.

2.1.1 気相の現象

当然のことであるが、燃え拡がり時には、気相で燃焼反応が起こっている。この燃焼反応は、燃料蒸気と酸化剤（大気中の酸素）との反応であり、一般に、非常に多くの素反応からなっている。燃焼反応の素反応に関して、これまでに、多くの研究が行われてきたが、非常に複雑であるため、完全には明らかにされていない。また、燃焼反応は発熱反応であるため、火炎付近では、温度が非常に上昇している。一般に、気体の物性値は、温度依存性を持つので、温度上昇による物性値の変化が起こる。また、温度上昇のために、浮力による流れが発生する。気相の浮力により誘起される流れは、燃え拡がりとは逆の方向の流れである。一方、粒子層内の表面付近では、燃え拡がりと同じ方向の液体の流動が起こるため、気相では、火炎先端付近に、循環流が発生する。液体面に沿った燃え拡がりでは、この循環流が火炎の振動の原因となっていることが指摘されている(Schiller *et al.*, 1996)。また、これらの気相の流れは、気相における対流伝熱に影響を及ぼす。この対流伝熱以外に、伝導伝熱および輻射伝熱による熱の移動が気相で起こっている。

以上に挙げてきた、燃え拡がり現象にを及ぼすと考えられる気相の現象を以下にまとめる。

1. 素反応を含めた、燃焼反応
2. 温度変化による諸物性値の変化
3. 浮力による流れ
4. 粒子層内の液体の流れに起因する循環流
5. 対流伝熱、伝導伝熱および輻射伝熱による熱の移動

気相の現象を正確に理論解析するためには、以上のことを考慮する必要がある。

2.1.2 粒子層の現象

粒子層は火炎からの熱を受けて、温度が上昇する。したがって、気相の場合と同様に、温度上昇による物性値の変化が起こる。また、粒子層内の液体は、火炎からの熱を受けて蒸発する。液体が蒸発することにより、粒子層内には乾燥領域ができる (Fig. 2.1 参照)。さらに、粒子層内には、はっきりとした液面が存在するのではなく、粒子層内の空隙に、液体と蒸気が共存するような領域が形成される。蒸気の熱伝導率は、一般に、液体の熱伝導率の $1/10$ 以下である。また、乾燥領域の温度は、液体の沸点よりも高温になり得る。したがって、粒子層内の乾燥現象は、伝導伝熱による熱移動に大きな影響を及ぼす。加えて、粒子層内で液体が乾燥する場合、液体は、毛管現象により移動する。

粒子層内の液体の流動は、浮力および粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差により誘起される。一般に、温度が高くなるのに伴い、液体の表面張力は減少する。したがって、粒子層表面の温度勾配が大きくなる火炎先端付近では、表面張力差が大きくなり、液体は表面張力差により、燃え広がりと同じ方向に引っ張られる。これらの液体の流動により、粒子層内の対流伝熱が影響を受ける。

以上に挙げてきた、燃え広がり現象にを及ぼすと考えられる粒子層の現象を以下にまとめる。

1. 温度上昇による物性値の変化
2. 液体の蒸発
3. 粒子層の乾燥
4. 毛管現象
5. 浮力および表面張力差により誘起される液体の流動
6. 伝導伝熱および対流伝熱による熱移動

2.2 気相の基礎方程式

前節で、燃え拡がり現象に影響を及ぼすと考えられる諸要因を列挙した。燃え拡がり現象を理論的に解析するためには、これらの要因が全て考慮に入れられた連立方程式系を解く必要がある。ここでは、まず気相について、連立方程式系を示す。

気相では、化学反応が起こっている。したがって、気相の基礎方程式は、化学反応を含んだ熱流体力学に基づく。この場合、基礎方程式は、質量保存、運動量保存、各化学種の質量保存、およびエネルギー保存から成る。それぞれを以下に示す(平野, 1991; 平野・石塚, 1996)。

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + \rho_g \mathbf{V}_g \cdot \nabla \mathbf{V}_g = F - \nabla p + \nabla \cdot \left[\left(\kappa_g - \frac{2}{3} \mu_g \right) (\nabla \cdot \mathbf{V}_g) \right] + \nabla \cdot \{ \mu_g (\nabla \mathbf{V}_g + \mathbf{V}_g \nabla) \} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla Y_i = \nabla \cdot (D_i \nabla Y_i) + \frac{r_i}{\rho_g} \quad (2.3)$$

$$\rho_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g c_{pg} \mathbf{V}_g \cdot \nabla T_g = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla p + \nabla \cdot (\lambda_g \nabla T_g) + \mu_g \Phi + r_p \Delta h_c - \varepsilon \sigma (T_g^4 - T_0^4) \quad (2.4)$$

ここで、 ρ は密度、 t は時間、 \mathbf{V} は速度ベクトル、 F は外力ベクトル、 p は圧力、 κ は体積粘性係数、 μ は粘性係数、 Y_i は化学種 i の質量分率、 D_i は化学種 i の拡散係数、 r_i は化学種 i の燃焼反応による生成速度、 c_p は定圧比熱、 T は温度、 λ は熱伝導率、 Φ は粘性散逸パラメータ、 Δh_c は燃焼熱、 ε は放射率、 σ は Stefan-

Boltzmann 定数である。また、添え字の g は気相を表す。

式(2.1)-(2.4)は、強い非線形を示すので、一般に、解析解を得ることはできず、数值的に解くことになる。燃焼反応が非常に速い反応であるため、燃焼反応を含む系の数値解析を行う場合、時間間隔を小さく設定する必要がある。したがって、非常に単純な系を計算対象としない限り、上に挙げた基礎方程式をそのまま解くのは、膨大な計算時間を要する。

2.3 粒子層の基礎方程式

前節の気相の基礎方程式に続き、ここでは、粒子層の基礎方程式を示す(荻野, 1998)。

2.1.2 でも述べたように、実際の現象では、粒子層内では、空隙内を流体が移動している。しかしながら、空隙を混相流体が移動するという局所的で複雑な現象を考慮するのは、現在の数値シミュレーションの技術では、非現実的である。したがって、このような局所的な現象は考慮せずに、粒子層を均一な層として取り扱うのが一般的である。

粒子層内の単相流の場合、流体の質量保存の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho_f) = -(\nabla \cdot \varepsilon \rho_f \mathbf{V}_f) \quad (2.5)$$

ここで、 ε は粒子層の空隙率、 \mathbf{V}_f は空隙部における流体の実際の速度である。添え字の f は空隙中の流体を表す。また、運動量保存の式を以下に示す。

$$\varepsilon \rho_f \left[\frac{\partial \mathbf{V}_f}{\partial t} + (\mathbf{V}_f \cdot \nabla) \mathbf{V}_f \right] = -\nabla(\varepsilon p) - [\nabla \cdot \varepsilon \boldsymbol{\tau}] + \rho_f \varepsilon \mathbf{g} + \varepsilon \mathbf{F} \quad (2.6)$$

ここで、 $\boldsymbol{\tau}$ はせん断応力、 \mathbf{F} は単位体積の流体が固体部分から受ける力である。 \mathbf{F} として、次式が用いられることが多い。

$$\mathbf{F} = -\frac{\varepsilon \mu_f}{K} \mathbf{V}_f \quad (2.7)$$

ここで、 K は浸透率である。以上の式に加えて、式(2.4)と同様なエネルギー保存式が必要である。ただし、粒子層内では化学反応が起こらないため、反応項

を考慮する必要はない。

実際の燃え広がり時には、粒子層の空隙には液体および気体が共存している。このような状態を表すのに、液体含有率という量が用いられる。液体含有率 s は、粒子層の空隙内に占める液体の体積の割合を表し、粒子層の空隙が完全に乾燥していれば $s = 0$ 、粒子層の空隙が完全に液体で満たされていれば $s = 1$ となる量である。粒子層の空隙に液体および気体が共存する場合、式(2.5)および(2.6)は s を用いて表される。また、このような場合、液体に働く毛管力の項を考慮する必要がある。さらに、粒子層の空隙内における気体の質量および運動量保存を考慮しなければならない。しかしながら、粒子層内の混相流を記述する基礎方程式系は確立されていないのが現状である。

2.4 モデル化の必要性および粒子層のモデルの分類

2.2 および 2.3 節で挙げた連立方程式系を適切な境界条件のもとに数値的に解き、解を得れば、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がり現象を解析することができる。しかしながら、2.2 および 2.3 節で挙げた方程式系の数値解を得るためには、極めて長い計算時間が必要となる。これは、非常に速い現象である燃焼反応と比較して、燃え拡がりそのものが遅い現象（燃え拡がり速度が毎秒数ミリ程度）であるのが原因である。これに加えて、現在のところ、粒子層内の混相流という複雑な現象を数値解析する技術が確立されていない。したがって、現在のコンピュータの計算能力および数値計算技術では、先に挙げた基礎方程式をそのままの形で解くのは、現実的でない。そこで、本研究では、燃え拡がりに及ぼす影響が小さいと思われる要因について適切にモデル化し、基礎方程式の単純化を試みる。

まず、気相に関してであるが、本研究で対象とする燃え拡がりの場合、粒子層内の現象が重要だとされている（武野, 1989）。したがって、2.1.1 で列挙した、気相の諸要因が燃え拡がりに及ぼす影響は小さいと考えられる。そこで本研究では、気相の現象に対して大幅なモデル化を行い、基礎方程式を単純化する。例えば、燃焼素反応の影響は考慮せず、総括一段階の化学反応を仮定する。また、気相の流れ場を一樣流と仮定することにより、計算時間を短縮する。具体的なモデル化の方法は、次章以降で説明する。

次に、粒子層の現象のモデル化であるが、本研究では、2.1.2 に列挙した諸要因が粒径に対する依存性を持つことに着目した。例えば、粒子層内における単位体積あたりの粒子の表面積が粒径の増加に伴って減少するため、液体が粒子から受ける抵抗力は、粒径の増加に伴って減少する。したがって、粒径が比較的大きい場合は、液体の流動が盛んになると考えられる。即ち、粒径が比較的大きい場合は、浮力および表面張力差により誘起される液体の流動の影響が無視できない。逆に、粒径が比較的小さい場合は、液体が粒子から受ける抵抗力が大きくなるため、浮力および表面張力差による液体の流動の影響は小さくな

ると考えられる。また、粒子層内の液体の乾燥に関しては、粒径が大きい場合は、粒子層の乾燥の影響が小さいと考えられる。これは、粒径が大きい場合、液体の蒸発による液面の後退は、液体の流動により補われるためである。一方、粒径が小さい場合は、液体の流動が起りにくいため、粒子層内の乾燥の影響を無視できない。更に、粒子層内の乾燥が重要である場合、毛管現象による液体の移動も考える必要がある。

以上の検討結果から、本研究では、粒径が小さい場合および粒径が大きい場合のそれぞれについて、異なったモデルを構築する。粒径が小さい場合および大きい場合で、現象を支配する要因が異なるであろうことは、Fig. 1.1 からも容易に想像できる。したがって、粒径が小さい場合および大きい場合のそれぞれに対して異なったモデル化を行うことは、妥当であると考えられる。本研究で採用した、粒径が小さい場合および大きい場合それぞれの粒子層のモデルを以下に示す。

粒径が小さい場合：

1. 液体の蒸発に起因する粒子層内の乾燥を考慮する。
2. 毛管現象による液体の移動を考慮する。
3. 浮力および表面張力差により誘起される液体の流動を無視する。

粒径が大きい場合：

1. 液体の蒸発に起因する粒子層内の乾燥を無視する。即ち、液面の後退がないものとする。また、この場合、毛管現象による液体の移動を考慮する必要はない。
2. 浮力および表面張力差により誘起される液体の流動を考慮する。

次章以降で、それぞれの場合のモデルを構築していく。

参考文献

- Schiller, D. N., Ross, H. D., and Sirignano, W. A. (1996). Computational Analysis of Flame Spread Across Alcohol Pools, *Combustion Science and Technology* 118, 203.
- 荻野文丸. (1998). 多孔性固体中の流れ, 流体力学ハンドブック 第二版, 25 章, 丸善.
- 武野計二. (1989). 固・液混合可燃性物質表面に沿った燃え広がり現象に関する研究, 博士論文, 東京大学.
- 平野敏右. (1991). 燃焼学—燃焼現象とその制御— 第三版, 海文堂.
- 平野敏右・石塚 悟. (1996). 化学流体力学, 丸善.

第3章 粒径が大きい場合のモデル

記号の説明

A	反応速度の pre-exponential 定数	P_{sat}	燃料蒸気の飽和蒸気圧
c	比熱	r_i	化学種 i の生成速度
D	拡散係数	R	普遍気体定数
E_a	活性化エネルギー	t	時間
g	重力加速度	T	温度
Δh_c	燃焼熱	T_0	初期温度
Δh_{vap}	蒸発潜熱	u_x	液体流速の水平方向成分
K	粒子層の浸透率	u_y	液体流速の垂直方向成分
M_i	化学種 i の分子量	U_g	気相流速
m	粒子層表面における燃料蒸気の質量流束	x	水平方向座標
P_a	大気圧	x_f	火炎先端の位置
P_D	動圧	y	鉛直方向座標
		Y_i	化学種 i の質量分率

ギリシャ文字

β	体積膨脹係数
ε	粒子層の空隙率
ϕ	パラメータ (式(2.10))
κ	パラメータ (式(2.10))
λ	熱伝導率
μ	粘性係数
ν_i	化学種 i の化学量論係数
ρ	密度
σ	表面張力
σ_T	表面張力係数 ($= \partial \sigma / \partial T$)

添え字

F	燃料蒸気
g	気相
i	各化学種
I	不活性気体
l	液体
O	酸化剤
p	粒子層
P	生成気体

3.1 モデル

これまでに述べてきたように、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がりは、非常に複雑な現象であるため、何らかのモデル化が必要である。そこで、本研究では、粒径が大きい場合と小さい場合に分類してモデル化を行う。ここでは、粒径が大きい場合のモデルを構築する。

Fig. 3.1 にモデルの概略を示す。ここでは、無限の幅を持つ二次元の容器に固体粒子が最密充填されている。容器の長さおよび深さは、それぞれ、8 cm および 0.5 cm である。本研究では、特に記さない限り、固体粒子としてガラスビーズ、可燃性液体として n-decane を考える。気相の計算領域の高さは 4 cm である。粒子層表面の 1mm 上方に、温度 2000K の着火源を十秒間設置することにより、着火が達成される。

これまでに述べてきたように、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がりでは、粒子層内の現象が重要である。したがって、計算時間の短縮のため、気相の現象はある程度単純化する。ここで、気相のモデルに採用した仮定は、以下の通りである。

1. 気相の流れ場は一様である。
2. 一段階の総括化学反応を仮定する。
3. 気相の物性値は、各化学種に対して等しく、一定である。
4. 気相の熱輻射は無視する。

気相の流れ場に一様流を採用することにより（仮定 1.）、気相の運動量保存式を解く必要がなくなり、計算時間が大幅に短縮される。この仮定は、従来の燃え拡がりの理論解析で広く採用されてきた(de Ris, 1969; Frey and T'ien, 1979)。

これらの仮定に基づくと、気相における化学種およびエネルギー保存式は、以下のよう to 書ける。

$$\rho_s \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho_s U_s \frac{\partial Y_i}{\partial x} = \rho_s D \left(\frac{\partial^2 Y_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y_i}{\partial y^2} \right) + r_i, \quad i = F, O, \text{ and } P \quad (3.1)$$

$$Y_F + Y_O + Y_P + Y_I = 1 \quad (3.2)$$

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} + \rho_s c_s U_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \lambda_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) - r_F \Delta h_v \quad (3.3)$$

ここで、 r_i は化学種 i の生成速度であり、次式のように Arrhenius 型で与えられる。

$$r_i = -A \frac{v_i}{v_F} Y_F Y_O \exp \left(-\frac{E_a}{RT_g} \right) \quad (3.4)$$

式(3.4)中の A および E_a の値は、Westbrook and Dryer (1981)のものに従った。

粒径が大きい場合の粒子層のモデルは、以下の仮定に基づいている(Kuwana *et al.*, 1997)

1. 粒子層は均一である。
2. 液体および固体粒子の物性値は一定である。
3. 蒸発による液体面の後退を考慮しない。
4. 液体に働く力として、浮力、粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差および粒子から受ける抵抗力を考慮する。
5. 液体に働く浮力は、Boussinesq 近似により計算する。

これらの仮定のもとに、以下の質量、運動量およびエネルギー保存式を導くことができる。

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P_D}{\partial x} + \frac{\mu_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) - \frac{\varepsilon \mu_l}{\rho_l K} u_x \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} \\ = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P_D}{\partial y} + \frac{\mu_l}{\rho_l} \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right) + g \beta_l (T_p - T_0) - \frac{\varepsilon \mu_l}{\rho_l K} u_y \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$(\rho c)_p \frac{\partial T_p}{\partial t} + \varepsilon \rho_l c_l \left(u_x \frac{\partial T_p}{\partial x} + u_y \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) = \lambda_p \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) \quad (3.8)$$

ここで、 K は、粒子層の浸透率を表している。粒子層の浸透率 K は粒径の関数であり、次式で定義される(Bird *et al.*, 1960)。

$$K = \frac{d^2}{150} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (3.9)$$

式(3.6)、(3.7)および(3.9)は、液体が粒子から受ける抵抗力が粒径の二乗に反比例していることを示している。

粒子層内の伝導伝熱は、粒子および液体の両方を通じて起こる。このような場合、粒子層の有効熱伝導率は次式で表される(Kunii and Smith, 1960)。

$$\lambda_p = \varepsilon \lambda_{\text{fluid}} + \frac{0.895(1-\varepsilon)}{(2/3)\kappa + \phi(\kappa)} \lambda_{\text{fluid}}, \quad \kappa = \lambda_{\text{fluid}} / \lambda_{\text{solid}} \quad (3.10)$$

式(3.10)は、粒子が最密充填されている場合のものである。また、この式中の ϕ は、 κ の関数であるが、空隙中の液体の有効厚さを表すパラメータである。本

モデルでは、粒子層の有効熱伝導率は式(3.10)に従って計算される。式(3.10)より、粒子が最密充填されている場合、粒子層の有効熱伝導率は粒径に依存しないことがわかる。

気相および粒子層の界面の境界条件を以下に示す。

$$\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} - m \Delta h_{vap} \quad (3.11)$$

$$T_g = T_p \quad (3.12)$$

$$u_y = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = \frac{1}{\mu_l} \frac{d\sigma_l}{dT} \frac{\partial T_p}{\partial x} = \frac{\sigma_l}{\mu_l} \frac{\partial T_p}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$\rho_s D \frac{\partial Y_i}{\partial y} = m Y_i, \quad i = O \text{ and } P \quad (3.15)$$

$$Y_F = Y_F(P_{sat}(T)/P_a, Y_{i \neq F}, M_i) \quad (3.16)$$

ここで、 m は粒子層表面における燃料蒸気の質量流束、 P_{sat} は温度の関数であり燃料蒸気の飽和蒸気圧、 $P_a (= 1 \text{ atm})$ は大気圧を表す。本モデルでは、 m は以下の式により計算される。

$$m = \frac{\rho_s D}{Y_F - 1} \frac{\partial Y_F}{\partial y} \quad (3.17)$$

境界条件(3.14)は、粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差の効果を表している。表面張力係数 σ_l の値は、Jasper (1972)の研究により求められたものを用いた。

残りの境界条件は、以下に従う。

1. 粒子層が充填されている容器の境界条件は、no-slip および断熱である。即ち、容器表面で、温度勾配が0 および $u_x = u_y = 0$ である。
2. 気相の境界条件は、温度および各化学種の質量分率の勾配が 0 であるとする。

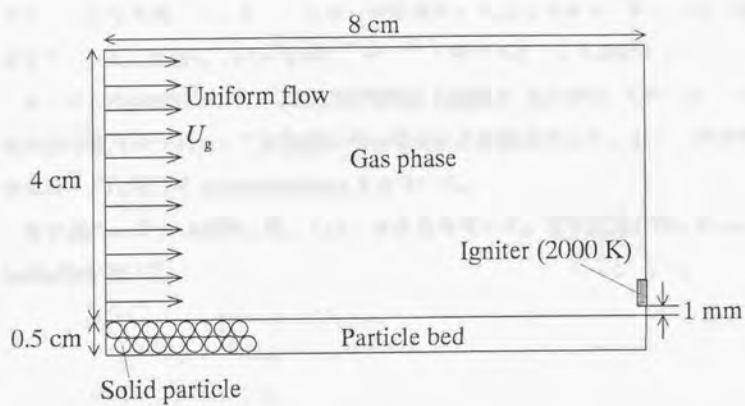


Fig. 3.1 Geometry of the model.

3.2 数値計算方法

本モデルでは、等間隔の格子点を用い、基礎方程式を差分化した。格子点数は、気相では 101×81 、粒子層では 51×21 とした。また、積分時間間隔は 2.0×10^{-4} [s] とした。格子点間隔および積分時間間隔を変化させて計算を行い、今回採用したもので、格子点間隔および積分時間間隔に起因する計算誤差が十分に小さいことを確認した。また、気相の計算領域の大きさも様々に変化させて計算を行い、今回採用した計算領域の大きさで十分であることも確認した。

本モデルの基礎式を、対流項は三次精度の上流差分 (UTOPIA スキーム)、それ以外の空間微分項は、二次精度の中心差分により差分化した。また、時間積分には、二次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。

粒子層内の液体の流動に関しては、渦度法を用いた。収束計算には、Gauss-Seidel 法を用いた。

3.3 計算結果および考察

3.3.1 代表的な計算結果

Fig. 3.2 から 3.6 に、本モデルにより得られる代表的な計算結果を示す。これらの図は、固体粒子径 d および気相流速 U_g が、それぞれ、 $d=2\text{ mm}$ および $U_g=1.0\text{ cm/s}$ の場合の結果である。これらの図中で、 x_f は、火炎先端の位置を表す。本モデルでは、火炎先端の位置は、燃料の消費速度が最大となる位置として定義した (Fig. 3.4 参照)。

Fig. 3.2 の気相の温度場から、火炎の形状を見ることができる。また、Fig. 3.5 の粒子層の温度場を見ると、気相での燃焼反応で発生した熱により、粒子層の温度が上昇している様子がわかる。

Fig. 3.6 より、粒子層内に渦を伴った流れを見ることができる。この流れは、粒子層表面での温度勾配差に起因する表面張力差および浮力により誘起されている。流線の間隔が、粒子層表面付近で非常に狭くなっていることから、粒子層表面付近で液体の流速が著しく大きくなっていることがわかる。この表面流により、気相から流入した熱が火炎前方の液体に運ばれる。

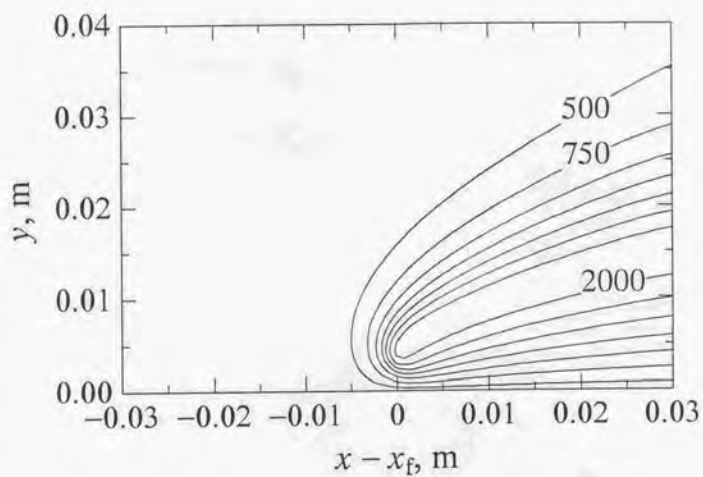


Fig. 3.2 Temperature field of the gas phase. Isothermal lines start from 500 K with interval 250 K.

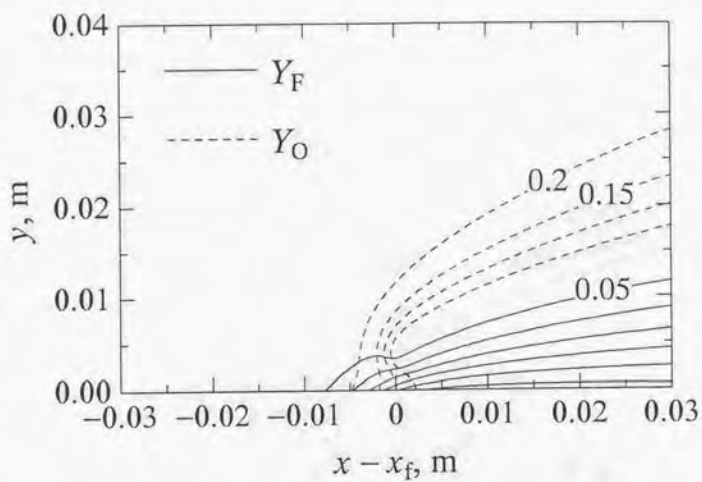


Fig. 3.3 Mass fraction of fuel vapor Y_F and oxidizer Y_O . Solid line shows Y_F , and dashed line shows Y_O . Each contour lines start from 0.05 [-] with interval 0.05 [-].

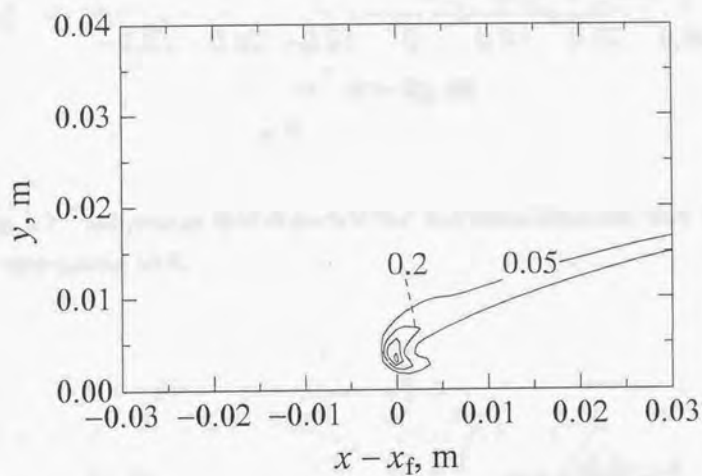


Fig. 3.4 Fuel consumption rate in the gas phase. Contour lines start from 0.05 $\text{Kg/m}^3\text{s}$, 0.2 $\text{Kg/m}^3\text{s}$, and then with interval 0.2 $\text{Kg/m}^3\text{s}$.

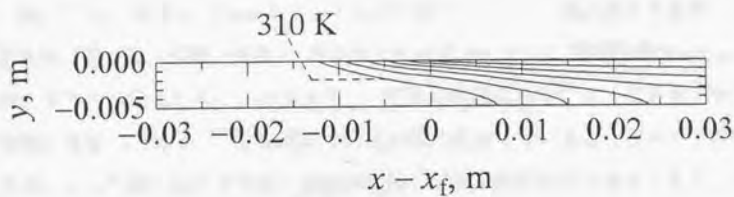


Fig. 3.5 Temperature field of particle bed. Isothermal lines start from 310 K with interval 10 K.

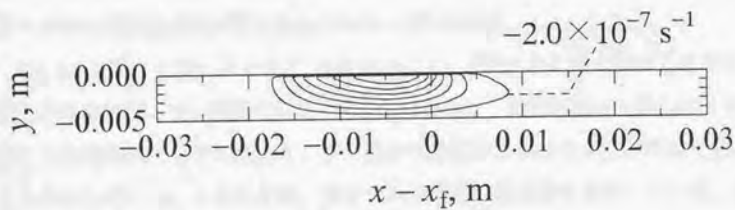


Fig. 3.6 Flow field in particle bed. Contour lines of stream function start from $-2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ with interval $-2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

3.3.2 燃え拡がり速度

本モデルでは、火炎先端の水平方向の位置 x_f を、燃料の消費速度が最大となる点と定義し、火炎先端位置の移動速度から燃え拡がり速度を求めた。

Fig. 3.7 に、粒径 $d = 2 \text{ mm}$ および 5 mm の場合について、燃え拡がり距離（火炎先端位置と着火源間の距離）の時間変化を示す。Fig. 3.7 は、気相流速が 1.0 cm/s の条件での結果である。この図より、いずれの粒径の場合でも、着火後十分な時間が経過した後は、一定の速度で火炎が燃え拡がっていることがわかる。液体面に沿った燃え拡がりでは、火炎が振動しながら燃え拡がる場合があることが知られている。この火炎の振動は、気相の液面付近に、循環流が形成されることが原因だとされている(Schiller *et al.*, 1996)。本モデルでは、気相の流れ場に一様流を仮定しているため、循環流に起因する火炎の振動は見られなかった。

Fig. 3.8 に、本モデルで予測された燃え拡がり速度を粒径の関数として示す。Fig. 3.8 には、気相流速が 1.0 cm/s および 0.5 cm/s の場合の結果が示されている。また、Takeno and Hirano (1988)による測定結果も同じ図に示してある。今回計算を行った気相流速の範囲 ($0.5 \text{ cm/s} \leq U_g \leq 2.0 \text{ cm/s}$) では、気相流速の増加に伴い、燃え拡がり速度が単調に増加した。これは、気相流速が増加すると、火炎への酸化剤供給速度が増すためであると考えられる。

Fig. 3.8 に示されているように、本モデルにより予測された燃え拡がり速度は、粒径の増加に伴って、単調に増加する。この傾向は、実験結果と一致しており、ここで構築されたモデルにより、燃え拡がり速度の定性的な予測が可能であることを示している。このことは、本モデルの仮定の妥当性を示唆している。また、 $U_g = 0.5 \text{ cm/s}$ の場合の燃え拡がり速度の予測値は、実験結果と定量的にもよく一致している。したがって、気相流速を 0.5 cm/s とすれば、本モデルにより、定量的な燃え拡がり速度の予測が可能である。

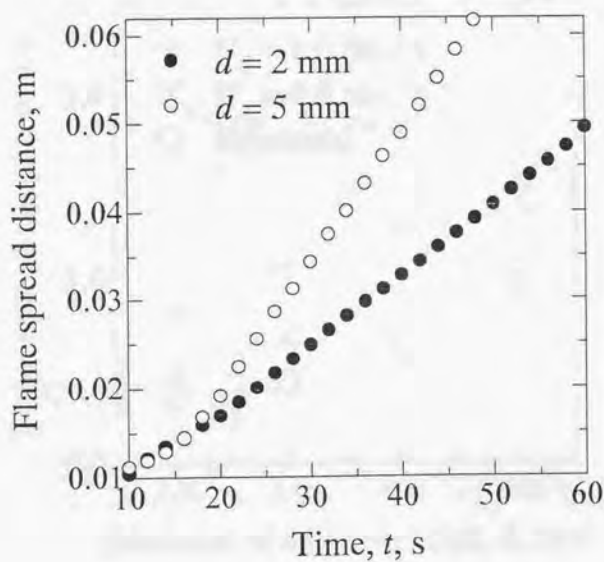
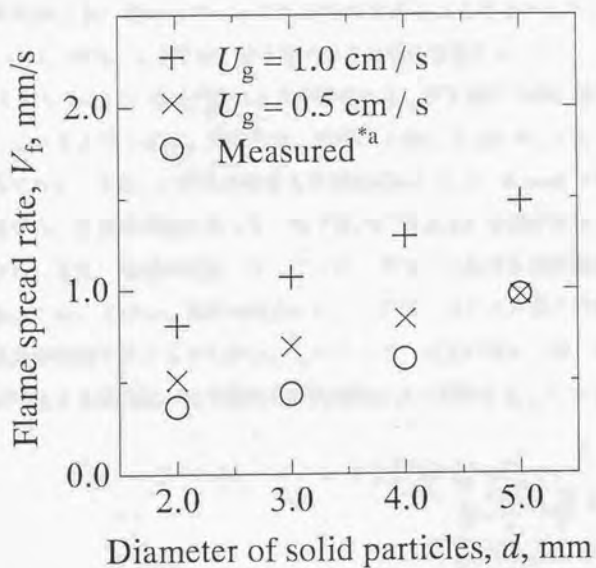


Fig 3.7 Relation between flame spread distance and time under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s.



*a Experimental data measured by Takeno and Hirano (1988).

Fig. 3.8 Flame spread rates predicted by present model.

3.3.3 粒子層内の流れ場

ここでは、粒径が大きい場合に、粒径の増加とともに燃え拡がり速度が増加する機構について考察する。液体の引火温度が初期温度よりも高い場合、粒子層内での熱移動と燃え拡がり速度の間には密接な関係がある。粒子層内の熱移動には、伝導伝熱によるものおよび対流伝熱によるものがある。これまでの研究で、粒径が大きい場合は対流伝熱が支配的であることが示されているので (Kuwana *et al.*, 1997)、ここでは、粒子層内の流れ場に注目する。

Fig. 3.9 から 3.11 に、本モデルにより予測される、粒子層内の流れ場を示す。Fig. 3.9、3.10 および 3.11 は、それぞれ、粒径が 3 mm、4 mm および 5 mm の場合の結果である。また、いずれの場合も気相流速は、 $U_g = 1.0$ cm/s である。これらの図から、粒径の増加に伴って、粒子層内に形成される渦が大きくなることがわかる。また、粒径の増加に伴って、粒子層表面における液体流速が増加している。このことから、粒径の増加に伴い、対流により火炎前方の液体へ移動する熱量が増加することがわかる。したがって、粒径の増加に伴い燃え拡がり速度が増加する傾向は、粒子層内の対流伝熱により説明することができる。

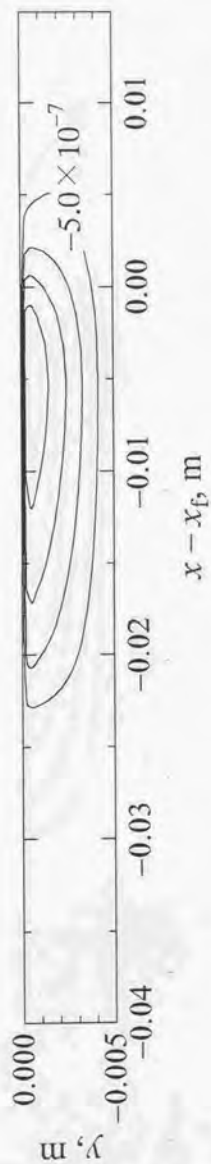


Fig. 3.9 Flow field in particle bed in case of $d = 3$ mm under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s. Contour lines of stream function start from $-5.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ with interval $-5.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

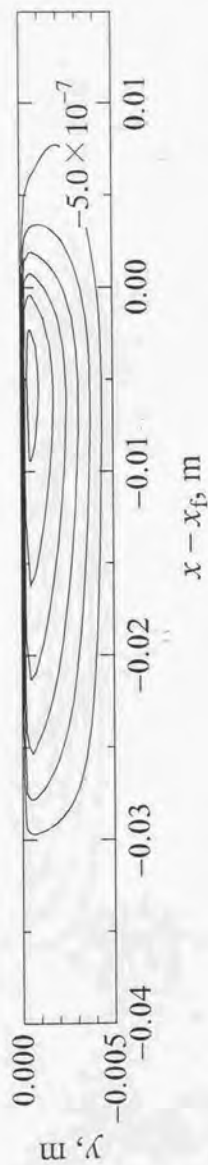


Fig. 3.10 Flow field in particle bed in case of $d = 4$ mm under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s. Contour lines of stream function start from -5.0×10^{-7} s $^{-1}$ with interval -5.0×10^{-7} s $^{-1}$.

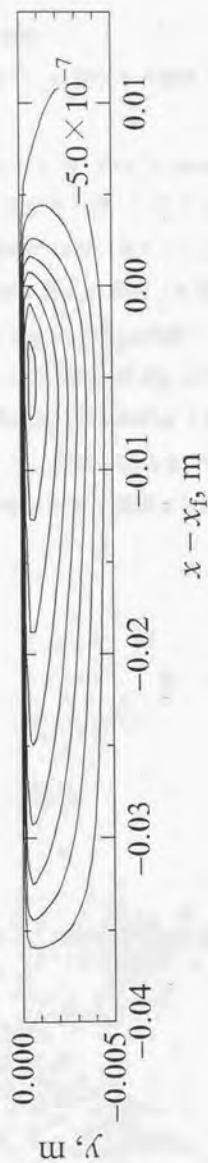


Fig. 3.11 Flow field in particle bed in case of $d = 5$ mm under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s. Contour lines of stream function start from -5.0×10^{-7} s $^{-1}$ with interval -5.0×10^{-7} s $^{-1}$.

3.3.4 液体の粘性の影響

ここでは、粒子層内の対流伝熱の影響を確認するため、液体の粘性を変化させて計算を行った。

Fig. 3.12 に、 $\mu_l = 8.46 \times 10^{-4} \text{ Pa s}$ (n-decane の粘性係数) および $6.87 \times 10^{-3} \text{ Pa s}$ の場合の燃え拡がり速度と粒径の関係を示す。気相流速は、 $U_g = 1.0 \text{ cm/s}$ である。この図から、液体の粘性が増加すると、燃え拡がり速度が減少することがわかる。同様な傾向が、過去の実験でも得られている (Takeno and Hirano, 1988)。

Fig. 3.13 は、 $d = 5 \text{ mm}$ および $\mu_l = 6.87 \times 10^{-3} \text{ Pa s}$ の場合における粒子層内の流れ場を示している。この図および Fig. 3.11 を比較すると、液体の粘性が増加すると、粒子層内に形成される渦が小さくなり、液体の表面流速も減少することがわかる。したがって、液体の粘性を変化させた計算を行うことによって、粒子層内の対流伝熱が燃え拡がり速度と密接な関係があることが確認された。

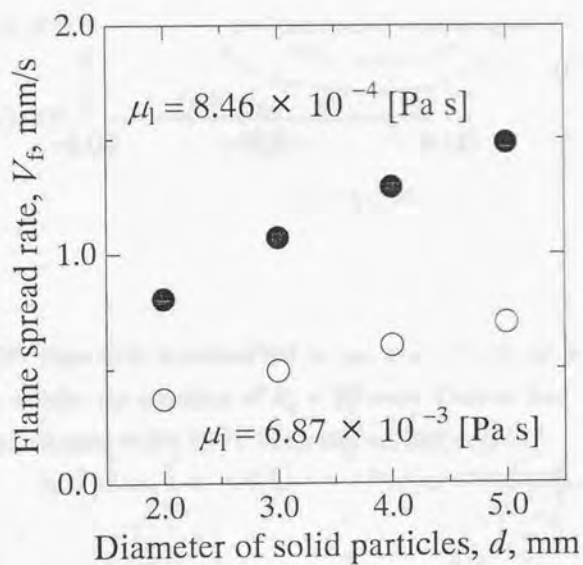


Fig. 3.12 Predicted flame spread rates for different liquid viscosity ($U_g = 1.0$ cm/s).

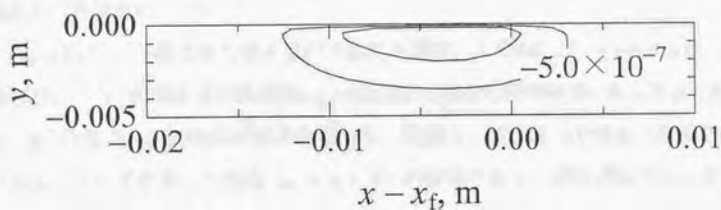


Fig. 3.13 Flow field in particle bed in case of $d = 5$ mm and $\mu_t = 6.87 \times 10^{-3}$ Pa s under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s. Contour lines of stream function start from $-5.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ with interval $-5.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

3.3.5 液体の流動の駆動力

液体面に沿った燃え拡がりでは、液体の流動は主に表面張力差により誘起され、浮力の影響は小さいことが知られている(Torrance, 1971; Schiller *et al.*, 1996)。ここでは、粒子層に浸潤した液体に沿った燃え拡がり時における液体の流動の主な駆動力を調べるために、重力加速度 g および表面張力係数 σ_T の大きさを変化させて計算を行った。

Fig. 3.14 に、予測された燃え拡がり速度を示す。この図には、 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ (通常重力レベル) の場合の計算結果、 $g = 0.0 \text{ m/s}^2$ の場合の計算結果、および $\sigma_T = 0 \text{ N m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ の場合の計算結果が示されている。破線は、粒子層内で液体の流動が起らないとして計算した場合 ($u_x = u_y = 0$) の結果である。本モデルでは、粒子層の熱伝導率が粒径に依存しないため (式(3.10))、液体の流動が起らないとした場合の燃え拡がり速度は、粒径に依らず一定となる。Fig. 3.14 より、浮力の影響を無視した場合および表面張力差の影響を無視した場合のいずれの場合も、浮力および表面張力の両方を考慮した場合よりも燃え拡がり速度が減少している。これは、浮力または表面張力の影響を無視することにより、液体の流動が小さくなったためだと考えられる。

Fig. 3.14 より、浮力を無視した場合の燃え拡がり速度の減少は 10 % 以下であることから、浮力が燃え拡がり速度に及ぼす影響は、非常に小さいと考えられる。一方、表面張力の影響を無視すると、燃え拡がり速度は著しく減少する。これらの結果から、粒子層に浸潤した液体に沿った燃え拡がりの場合も、液体に沿った燃え拡がりと同様に、表面張力差に誘起される液体の流動による対流伝熱が燃え拡がり速度と密接な関係があると考えられる。

Fig. 3.15 および Fig. 3.16 は、それぞれ、浮力を無視した場合および表面張力を無視した場合の粒子層内の流れ場を示す。いずれの場合も、計算条件は、 $d = 5 \text{ mm}$ および $U_g = 1.0 \text{ cm/s}$ である。これらの図と Fig. 3.11 を比較すると、浮力を無視した場合は流れ場の変化が小さいのに対して、表面張力を無視すると液体の流動の様子が著しく変化する。これらの結果より、粒子層に浸潤した液体に

沿った燃え拡がりにおける、液体の流動の主な駆動力は、表面張力であると結論づけることができる。



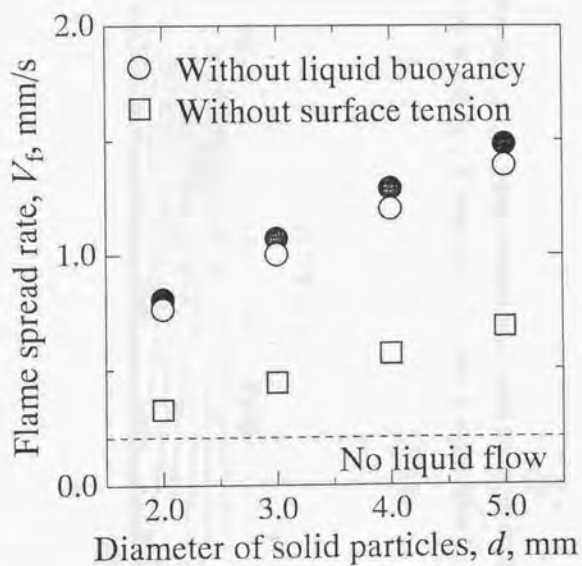


Fig. 3.14 Effects of liquid buoyancy and surface tension on the flame spread rate. All calculations have been done under the condition of $U_g = 1.0$ cm/s. Dashed line shows the results of $u_x = u_y = 0$.

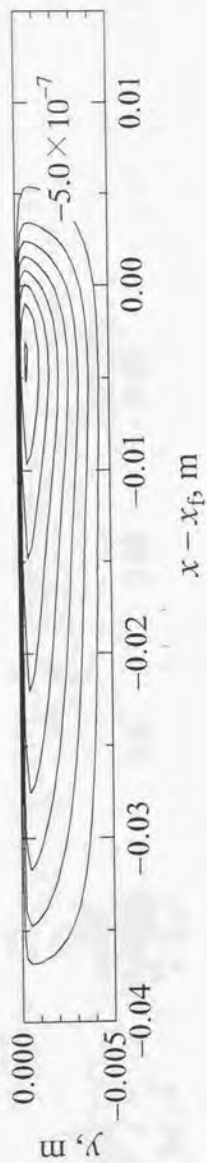


Fig. 3.15 Flow field in particle bed in case of $d = 5$ mm, $U_g = 1.0$ cm/s, $g = 0$, and σ_r of n-decane (condition of 'without liquid buoyancy'). Contour lines of stream function start from -5.0×10^{-7} s $^{-1}$ with interval -5.0×10^{-7} s $^{-1}$.

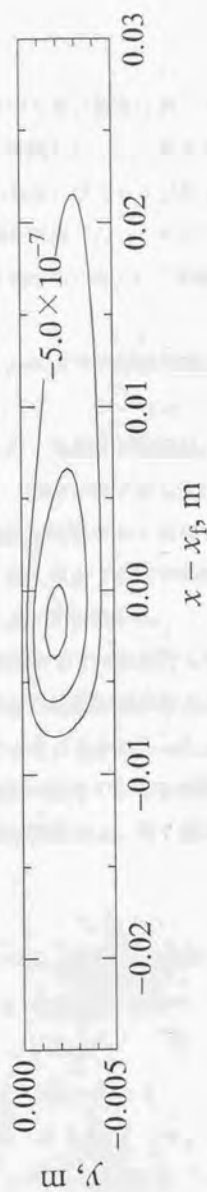


Fig. 3.16 Flow field in particle bed in case of $d = 5$ mm, $U_g = 1.0$ cm/s, $g = 9.8$ m/s², and zero- σ_T (condition of 'without surface tension'). Contour lines of stream function start from -5.0×10^{-7} s⁻¹ with interval -5.0×10^{-7} s⁻¹.

3.4 まとめ

この章では、粒径が大きい場合に対して、粒子層に浸潤した液体に沿った燃え拡がりのモデルを構築した。このモデルは、液体の蒸発による液体面の後退の影響を無視しているが、浮力および粒子層表面の表面張力差により誘起される液体の流動の影響を考慮した。このモデルの基礎方程式は、適当な境界条件のもとに数値的に解かれた。得られた結果から以下のことがわかった。

1. 気相流速を 0.5 cm/s とした場合の燃え拡がり速度の計算結果は、実験結果とよく一致した。
2. 粒子層内の渦を伴った液体の流動は、燃え拡がり速度と密接な関係があることがわかった。液体が粒子から受ける抵抗力が粒径の増加にともない減少するため、粒径が増加すると対流伝熱が促進される。したがって、粒径の増加に伴い、燃え拡がり速度が増加する傾向は、粒子層内の対流伝熱を考慮することにより説明できる。
3. 液体の粘性を変化させて計算を行った。その結果、液体の粘性の増加にともない、燃え拡がり速度が減少することおよび液体の流動が抑制されて対流伝熱量が減少することがわかった。このことから、粒子層内の対流伝熱が燃え拡がり速度に及ぼす影響を確認することができた。
4. 液体の流動の主な駆動力は、粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差である。

参考文献

- Bird, R. B., Stewart, W. E., and Lightfoot, E. N. (1960). Transport Phenomena, chapter 6, John Wiley & Sons.
- de Ris, J. N. (1969). Spread of a Laminar Diffusion Flame. *Twelfth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 241.
- Frey, A. E. and T'ien, J. S. (1979). A Theory of Flame Spread over a Solid Fuel Including Finite-Rate Chemical Kinetics, *Combustion and Flame* 36, 262.
- Jasper, J. J. (1972). The Surface Tension of Pure Liquid Compounds, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 1, 841.
- Kunii, D. and Smith, J. M. (1961). Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks: II. Thermal Conductivities of Unconsolidated Particles with Flowing Fluids, *AIChE Journal* 7, 29.
- Kuwana, K., Suzuki, M., Dobashi, R., and Hirano, T. (1997). Numerical Simulation of Combustible Liquid Behavior and Temperature Distribution in a Solid-Liquid Mixed Layer during Flame Spread over It, *Fire Safety Science — Proceedings of the Fifth International Symposium*, Melbourne, 367.
- Schiller, D. N., Ross, H. D., and Sirignano, W. A. (1996). Computational Analysis of Flame Spread Across Alcohol Pools, *Combustion Science and Technology* 118, 203.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1988). Behavior of Combustible Liquid Soaked in Porous Beds during Flame Spread, *Twenty-second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1223.
- Torrance, K. E. (1971). Subsurface Flows Preceding Flame Spread over a Liquid Fuel, *Combustion Science and Technology* 3, 133.
- Westbrook, C. K. and Dryer, F. L. (1981). Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames, *Combustion Science and Technology*

第4章 粒径が小さい場合のモデル

4.1 検討方針

ここでは、粒径が小さい場合のモデルを構築する。第2章で述べたように、粒径が小さい場合のモデルは、液体の蒸発に起因する粒子層の乾燥を考慮する。また、毛管現象による液体の移動を考慮する。一方、粒径が小さい場合、粒径が大きい場合に重要となる浮力および表面張力差による液体の流動の影響が小さいため、これらの液体の流動を無視する。これらの仮定に基づき、第3章と同様な非定常モデルを構築し、燃え拡がり速度の予測を行う。

粒子層内での乾燥を考慮する場合、粒子層の空隙には、液体および気体が共存することになる。このような複雑な系を理論的に解析するのは非常に困難であるので、まず、比較的単純な定常モデルを用いて予備的検討を行った後に、非定常モデルにより燃え拡がり速度の予測を行った。定常モデルでは、燃え拡がり速度として任意の値を与えることができ、また、比較的短時間で解を得ることができる。そこで、定常モデルの各パラメータを変化させた計算を行い、粒子層の乾燥状態を決定する支配的な要因などについて検討する。

この章で構築されるモデルについて、以下にまとめる。

1. 定常モデルによる予備的検討：

1.1 粒子層の乾燥の影響を検討するための熱収支モデル

1.2 粒子層内の液体含有率分布を求めるモデル

2. 気相の現象を考慮した非定常モデル

1.1 のモデルでは、火炎先端の位置に固定された相対座標系を用い、定常解析を行う。このモデルでは、粒子層内の単純な熱収支式から、燃え拡がり速度と粒子層の乾燥状態の関係式を導出する。粒径が小さい場合の燃え拡がりの理論解析の第一段階として、粒子層の乾燥が燃え拡がり速度に及ぼす影響を簡単に見積もるために、このような解析を行う。

1.2 のモデルでは、粒子層の乾燥状態の予測を行い、粒子層の乾燥を決定する支配的な要因の検討を行う。このモデルは、1.1 のモデルと同様に、火炎先端の位置に固定された相対座標を用いた定常モデルである。また、気相の影響を粒子層表面の境界条件として表すことにより、粒子層内の現象のみを解析する。このような定常モデルでは、燃え拡がり速度として任意の値を与えることができるため、粒子層の乾燥状態が、燃え拡がり速度にどのように依存するかを検討することができる。したがって、このモデルにより、粒子層の乾燥を決定する支配的な要因を考察することができる。しかしながら、このような定常モデルでは、燃え拡がり速度を定量的に予測することは難しい。

2. のモデルでは、気相および粒子層を計算対象とし、第 3 章と同様な非定常計算を行う。非定常計算を行うことにより、燃え拡がり速度を火炎先端位置の移動速度として求めることができる。したがって、2. のモデルにより、燃え拡がり速度の定量的な予測を試みる。

4.2 熱収支モデルによる乾燥の影響の検討

記号の説明

c	乾燥領域の大きさを表すパラ メータ	y	鉛直方向座標
Δc	二相領域の大きさを表すパラ メータ	ギリシャ文字	
d	固体粒子径	α	温度拡散係数
f_1, f_2	各領域の界面の位置を表す関 数	η, ξ	直交円筒座標
g	重力加速度	δ	一次元系での二相領域の厚さ
Δh_{vap}	蒸発潜熱	ε	空隙率
K	浸透率	ϕ	パラメータ (式(4.6))
K_r	比浸透率	κ	パラメータ (式(4.6))
P_c	毛管吸引力	λ	熱伝導率
q	熱流束	ν	動粘性係数
s	液体含有率	ρ	密度
T	温度	添え字	
T_0	初期温度	liq	液体
T_b	沸点	vap	蒸気
T_s	火炎下方での表面温度	l	液体で満たされた領域
V_f	燃え拡がり速度	v	乾燥領域
x	水平方向座標	t-p	二相領域

4.2.1 モデル

ここでは、単純な熱収支式から、粒子層内の乾燥が燃え拡がり速度に及ぼす影響を考慮するモデルを構築する。

Fig. 4.1 にモデルの概略を示す。本モデルでは、火炎先端の位置に固定された座標系を用いる。したがって、この座標系では、粒子層が燃え拡がりとは逆方向に移動することになる。前節で述べたように、このモデルの目的は、粒子層内の乾燥が燃え拡がり速度に与える影響を考察することであるため、気相の影響を粒子層表面の境界条件として表し、粒子層内の現象のみを考慮する。このように、気相の影響を境界条件として表す単純化の手法は、過去の燃え拡がりの理論研究で、しばしば用いられている(Torrance, 1971; Torrance and Mahajan, 1974&1975; Kuwana *et al.*, 1997)。また、本モデルでは、粒子層は無限に大きいものとする。

これまでに述べてきたように、粒子径が小さい場合は、粒子層内の熱移動は主に伝導伝熱によるものであり、対流伝熱は無視できると考えられる。したがって、熱移動機構は、固体燃料に沿った燃え拡がりとは類似している。そこで本モデルでは、これまでに広く研究されてきた、固体に沿った燃え拡がりモデルを応用する。

de Ris (1969)は、火炎の下方で固体燃料表面の温度が一定であると仮定したモデルを構築し、固体に沿った燃え拡がり速度の予測式を導いた。彼のモデルにより予測される燃え拡がり速度は、実験結果をよく説明している。de Ris の研究の後、固体燃料の表面温度を一定と仮定したモデルがいくつか提案されている(Wichman and Williams, 1983; Atreya, 1986; Bhattacharjee *et al.*, 1996a)。本モデルでも、これらの研究と同様に、火炎下方($x \geq 0$)では粒子層表面($y = 0$)の温度が一定であるとする。さらに、火炎前方($x < 0$)では、粒子層の表面が断熱であるとする。これは、火炎のごく近傍以外の火炎前方では、粒子層表面において気相間の熱の移動が盛んではないためである。

本モデルでは、粒子層内の乾燥を、粒子層内に三つの領域が存在するとして

表す。即ち、乾燥領域、二相領域、および液体で満たされた領域である。乾燥領域は粒子層の空隙に蒸気のみが存在する領域、二相領域は粒子層の空隙に液体および蒸気が共存する領域、液体で満たされた領域は粒子層の空隙に液体のみが存在する領域である。さらに、これら各領域の界面の形状は、放物線状であり、以下の方程式で表されると仮定する。

乾燥領域および二相領域の界面：

$$f_1(x, y) = y^2 - 2cx - c^2 = 0 \quad (4.1)$$

二相領域および液体で満たされた領域の界面：

$$f_2(x, y) = y^2 - 2(c + \Delta c)x - (c + \Delta c)^2 = 0 \quad (4.2)$$

ここで、 c および Δc は、それぞれ、乾燥領域および二相領域の厚さを表すパラメータである。

Bau and Torrance (1982) および Udell (1985) は、粒子層内における液体の沸騰の実験を行った。彼らの実験結果によると、二相領域では温度がほぼ液体の沸点に等しいことが示された。したがって、本モデルでは、二相領域の温度は液体の沸点 T_b に等しいとする。

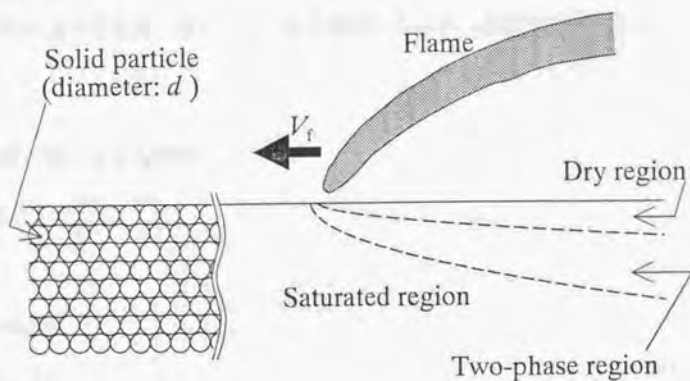
本モデルでは、それぞれの領域で、物性値が一定であると仮定する。より精度の良い予測を行うためには、物性値の温度依存性を考慮することが重要である。しかしながら、ここでは、理論予測の第一段階として、粒子層内の乾燥が燃え広がりに及ぼす影響を見積もることを目的としているため、物性値の変化を無視することにする。

本研究で採用した、主な仮定を以下に示す。

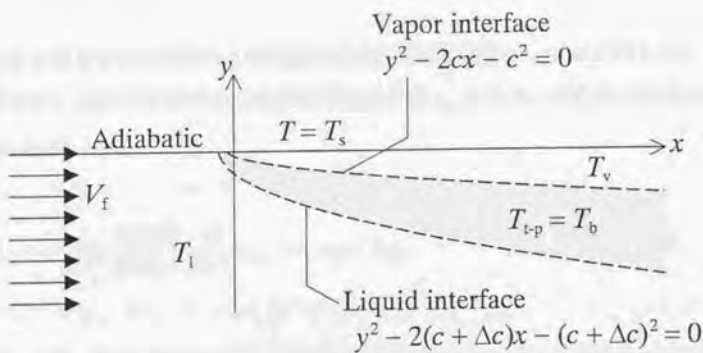
1. 火炎先端の位置に固定された移動座標系を用いる。
2. 気相の影響を粒子層表面の境界条件で表すことにより、粒子層内の現象の

みを解析の対象とする。

3. 火炎の下方では、粒子層の表面温度は一定である。
4. 火炎の前方では、粒子層の表面は断熱である。
5. 粒子層は無限に大きい。
6. 粒子層内で、伝導による熱移動のみを考慮する。
7. 粒子層を三つの領域（乾燥領域、二相領域、および液体で満たされた領域）に分類することにより、粒子層の乾燥を表す。
8. 二相領域では、粒子層の温度が一定で、液体の沸点に等しい。
9. 各領域で、物性値の温度依存性を無視する。



(a) Three regions in particle bed.



(b) Coordinates system

Fig. 4.1 Schematic of the Model (Thermal-balance model).

4.2.2 基礎方程式

先に述べた仮定に基づく、粒子層内の各領域の基礎方程式を以下のように書くことができる。

液体で満たされた領域：

$$\frac{V_l}{\alpha_l} \frac{\partial T_l}{\partial x} = \frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} \quad (4.3)$$

二相領域：

$$T_{i-p} = T_b \quad (4.4)$$

乾燥領域：

$$\frac{V_v}{\alpha_v} \frac{\partial T_v}{\partial x} = \frac{\partial^2 T_v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \quad (4.5)$$

液体で満たされた領域および乾燥領域の温度拡散係数は、次式で表される、粒子層中に流体が存在する場合の有効熱伝導率 λ_{eff} に基づいて計算される(Kunii and Smith, 1960)。

$$\lambda_{eff} = \varepsilon \lambda_{fluid} + \frac{0.895(1-\varepsilon)}{(2/3)\kappa + \phi(\kappa)} \lambda_{fluid}, \quad \kappa = \lambda_{solid} / \lambda_{fluid}, \quad (4.6)$$

式(4.6)は、粒径が大きい場合のモデルで用いたものと同じ式である。式(4.6)により得られる有効熱伝導率は、測定結果(武野, 1989)とほぼ一致している。

4.2.3 境界条件

本モデルで採用した境界条件を以下に示す。

粒子層表面 ($y=0$):

$$\frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{\partial T_v}{\partial y} = 0 \quad \text{for } x < 0 \quad (4.7)$$

$$T_v = T_s \quad \text{for } x \geq 0 \quad (4.8)$$

無限上流 ($x=-\infty$):

$$T_l = T_\infty \quad (4.9)$$

無限下流 ($x=\infty$):

$$\frac{\partial T_l}{\partial x} = \frac{\partial T_v}{\partial x} = 0 \quad (4.10)$$

無限下方 ($y=-\infty$):

$$T_l = T_\infty \quad (4.11)$$

乾燥領域および二相領域の界面 ($y^2 - 2cx - c^2 = 0$):

$$T_v = T_b \quad (4.12)$$

二相領域および液体で満たされた領域の界面 ($y^2 - 2(c + \Delta x)x - (c + \Delta x)^2 = 0$):

$$T_l = T_b \quad (4.13)$$

更に、二相領域を通過する液体の熱収支式が必要である。液体は、二相領域で全て気化する。したがって、乾燥領域から二相領域へ流入する熱は、一部が液体の蒸発に消費され、残りは液体で満たされた領域へ移動する。粒子層表面で

は水平方向の熱移動のみが起こることを考慮すると、 $y = 0$ における熱収支は、
以下のように書ける。

$$\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial x} \left(-\frac{c}{2}, 0 \right) = \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} \left(-\frac{c + \Delta c}{2}, 0 \right) + \varepsilon \rho_{\text{liq}} V_f \Delta h_{\text{vap}} \quad (4.14)$$

4.2.4 解析結果および考察

4.2.4.1 粒子層の温度分布

エネルギー保存式(4.3)および(4.5)の解析解を得るために、以下のように定義される、放物線座標系(ξ, η)を導入する(Atreya, 1986)。

$$x = \frac{1}{2}(\xi^2 - \eta^2), y = \xi\eta \quad (4.15)$$

座標系(ξ, η)を用いると、式(4.3)および(4.5)は、以下のように書き直すことができる。

$$\frac{V_i}{\alpha_i} \left(\xi \frac{\partial T_i}{\partial \xi} - \eta \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial^2 T_i}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial \eta^2} \quad (4.16)$$

$$\frac{V_v}{\alpha_v} \left(\xi \frac{\partial T_v}{\partial \xi} - \eta \frac{\partial T_v}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial^2 T_v}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T_v}{\partial \eta^2} \quad (4.17)$$

また、境界条件は、以下のように書き直される。

$$T_v = T_s \quad \text{at } \eta = 0 \quad (4.18)$$

$$T_v = T_b \quad \text{at } \eta = \sqrt{c} \quad (4.19)$$

$$T_i = T_b \quad \text{at } \eta = \sqrt{c + \Delta c} \quad (4.20)$$

$$T_i = T_\infty \quad \text{at } \eta = \infty \quad (4.21)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial \xi} = \frac{\partial T_v}{\partial \xi} = 0 \quad \text{at } \xi = 0 \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial \xi} = \frac{\partial T_v}{\partial \xi} = 0 \quad \text{at } \xi = -\infty \quad (4.23)$$

境界条件(4.22)および(4.23)は、 T_i および T_v が ξ に依存しないことを示唆している。したがって、式(4.16)および(4.17)から、以下のような常微分方程式を得ることができる。

$$\frac{V_f}{\alpha_i} \eta \frac{dT_i}{d\eta} + \frac{d^2 T_i}{d\eta^2} = 0 \quad (4.24)$$

$$\frac{V_f}{\alpha_v} \eta \frac{dT_v}{d\eta} + \frac{d^2 T_v}{d\eta^2} = 0 \quad (4.25)$$

式(4.24)および(4.25)を境界条件(4.18)から(4.21)のもとに解くと、以下の解析解を得ることができる。

$$T_i = T_\infty + (T_b - T_\infty) \frac{\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V_f}{2\alpha_i}} \eta\right)}{\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V_f(c + \Delta c)}{2\alpha_i}}\right)} \quad (4.26)$$

$$T_v = T_b + (T_\infty - T_b) \left\{ 1 - \frac{\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{V_f}{2\alpha_v}} \eta\right)}{\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V_f c}{2\alpha_v}}\right)} \right\} \quad (4.27)$$

また、式(4.14)を η - ξ 座標系に変換し、式(4.26)および(4.27)を代入することにより、以下の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
& \lambda_1 \sqrt{\frac{2V_f}{\pi(c+\Delta c)\alpha_1}} \frac{T_b - T_c}{\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{V_f(c+\Delta c)}{2\alpha_1}}\right)} \exp\left\{-\frac{V_f(c+\Delta c)}{2\alpha_1}\right\} + \varepsilon \rho_{\text{liq}} V_f \Delta h_{\text{vap}} \\
& = \lambda_v \sqrt{\frac{2V_f}{\pi\alpha_v}} \frac{T_s - T_b}{\operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{V_f c}{2\alpha_v}}\right)} \exp\left(-\frac{V_f c}{2\alpha_v}\right) \quad (4.28)
\end{aligned}$$

式(4.28)は、燃え拡がり速度 V_f と c および Δc (粒子層の乾燥の状態を表すパラメータ) を関連付ける。

本モデルにより予測される粒子層の温度場の一例を Fig. 4.2 に示す。この温度場を求めるために用いた c 、 Δc および V_f は、式(4.28)を満たしている。式(4.26)および(4.27)より、 T_i および T_v が η のみの関数であるため、粒子層の等温線は放物線状である。

4.2.4.2 実験結果との比較

Fig. 4.3 に、本モデルにより予測される、 $y = 5 \text{ mm}$ における粒子層の温度分布を示す。同じ図に、Takeno and Hirano (1986)による測定結果も示してある。この図より、予測結果が、測定結果と非常によく一致していることがわかる。この予測結果と測定結果の一致は、本モデルの仮定の妥当性を示唆しており、粒子層内の熱移動が主に伝導により起こることが確認された。Fig. 4.3 で、 $x < 1 \text{ cm}$ において、測定された温度の方が予測結果よりも僅かに高くなっている。これは、 $x < 0$ において、粒子層の表面を断熱と仮定したため、気相から粒子層に流入する熱が無視されていることが原因だと考えられる。

4.2.4.3 粒子層の乾燥が燃え拡がり速度に及ぼす影響

式(4.28)を数值的に解くことにより、燃え拡がり速度 V_f を粒子層の乾燥状態を表す二つのパラメータ c および Δc の関数として表すことができる。Fig. 4.4

に、 v_f を c および Δc の関数として示す。 $\Delta c = 0$ の極限（二相領域の厚さが0の極限）の場合では、他のパラメータが一定であるとする、 v_f は c^{-1} に比例する。同様の結果が、Atreya (1986)によっても示されている。

Fig. 4.4 より、 v_f は、 c が増加するにつれて減少することがわかる。即ち、燃え拡がり速度は、乾燥領域の厚さの増加にしたがって減少する。一方、 Δc の増加とともに、 v_f が増加する。即ち、二相領域の厚さの増加とともに、燃え拡がり速度が増加する。特に、 Δc が0から僅かに増加するだけで、 v_f は大きく増加する。このことは、二相領域の厚さが燃え拡がり速度に及ぼす影響を無視できないことを示している。

以上の検討結果より、ここで構築されたモデルにより、粒子層の乾燥の状態が燃え拡がり速度に及ぼす影響を予測することができた。しかしながら、本モデルでは、各領域の厚さと粒径の関係を予測することができず、燃え拡がり速度を粒径の関数として表すことができない。以下で、二相領域の厚さおよび粒径の関係を簡単に考察する。

二相領域の厚さは、液体に働く毛管力および重力のバランスにより決まる (Bau and Torrance, 1982; Udell, 1985)。毛管力の大きさは、固体粒子径の関数である。したがって、二相領域の厚さは、固体粒子径に大きく依存する。Udell (1985) は、外部からの熱により粒子層内で液体が相変化する一次元の系について考察し、二相領域の厚さ δ を液体、蒸気および固体粒子の物性値の関数として表す関係式を導出した。彼のモデルでは、毛管力、重力および蒸発による液体の相変化が考慮されている。一次元粒子層が上部から熱を受けた場合、 δ は以下の関係式により表される。

$$\delta = \int_{s=0}^{s=1} \frac{P_c}{(\rho_{liq} - \rho_{va})g + \frac{q}{\Delta h_{vap}} \frac{1}{K} \left(\frac{v_{vap}}{K_{r,vap}} + \frac{v_{liq}}{K_{r,liq}} \right)} ds \quad (4.29)$$

この式より、二相領域の厚さに及ぼす、液体および蒸気の物性値の影響を見積もることができる。 K および P_c は、固体粒子径 d の関数であり、以下のような d に対する依存性を持つ。

$$K \propto d^2 \quad (4.30)$$

$$P_c \propto K^{1/2} \propto d^{-1} \quad (4.31)$$

Fig. 4.5 に、式(4.29)により得られる δ を固体粒子径 d および熱流束 q の関数として示す。式(4.29)の右辺の積分には、四次精度の Runge-Kutta 法を用いた。この図より、二相領域の厚さは、固体粒子径に大きく依存することがわかる。今回検討を行った固体粒子径の範囲では、二相領域の厚さは、固体粒子径の増加にしたがい、単調に減少する。前述の通り、燃え拡がり速度 v_f は、二相領域の厚さの増加にともない増加する (Fig. 4.4)。したがって、以上の検討結果から、粒径が小さい場合は、燃え拡がり速度が粒径の増加にしたがい減少することが、本モデルにより予測される。これは、実験結果 (Fig. 1.1) と矛盾しない。

ここで構築した熱収支モデルでは、粒子層内の乾燥の状態を放物線状の三領域により表し、燃え拡がり速度および粒子層の乾燥状態の関係を導くことができた。しかしながら、このモデルでは、燃え拡がり時における、粒子層内の乾燥状態を予測することができない。そこで、次節では、粒子層内の乾燥状態を予測できるモデルを構築し、粒子層内の乾燥状態を決定する支配的な要因について考察する。

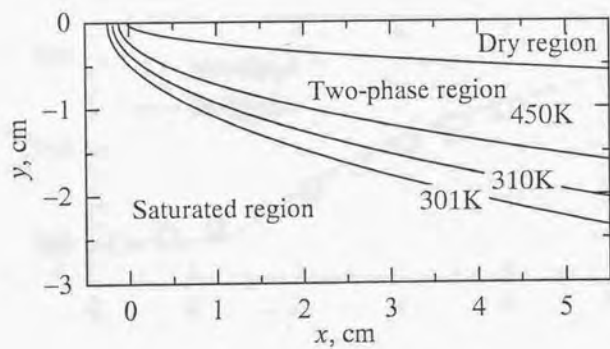
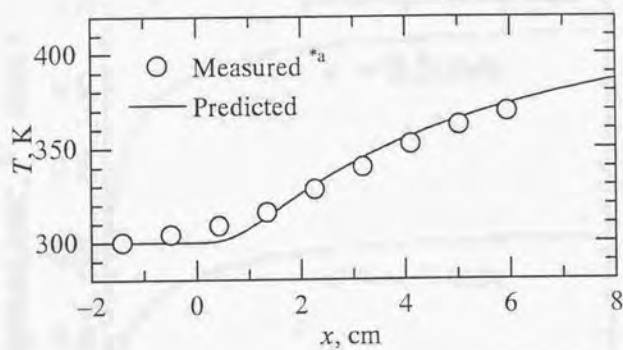


Fig. 4.2 Typical temperature field predicted by the present model.



*a Experimental data measured by Takeno and Hirano (1986).

Fig. 4.3 Temperature profiles in the saturated region at $y = 5$ mm.

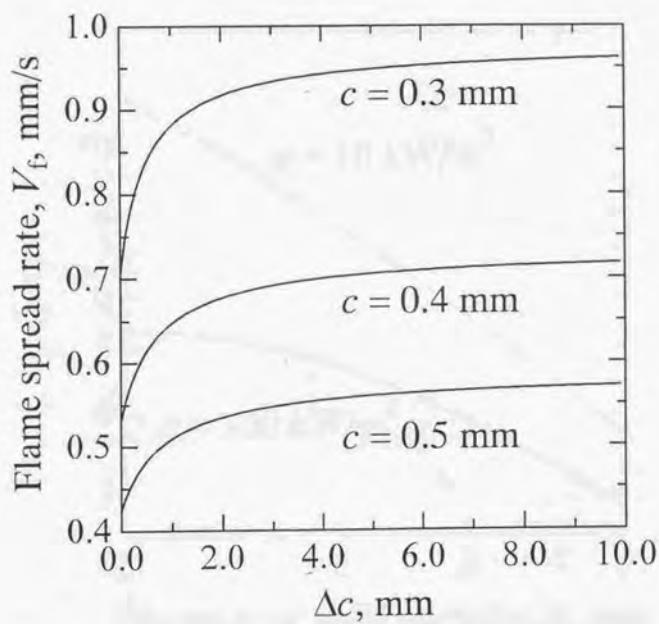


Fig. 4.4 Effects of region thickness on flame spread rate.

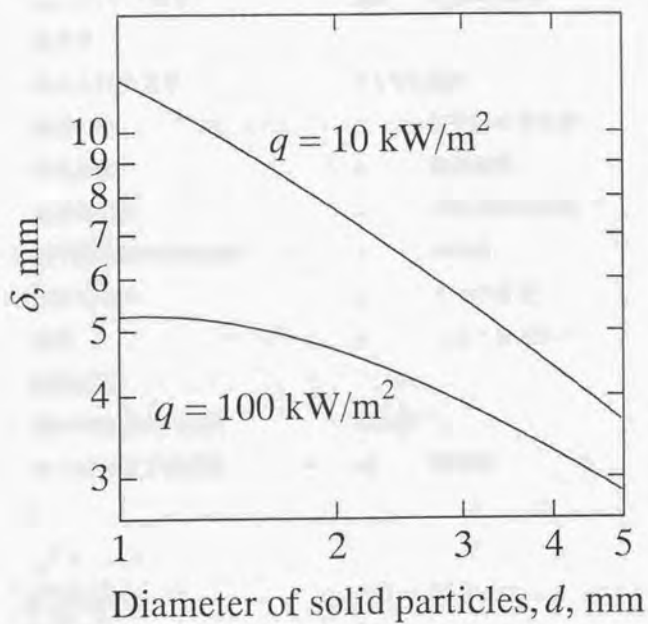


Fig. 4.5 Thickness of two-phase region as a function of d and q . This is obtained by one-dimensional analysis (Udell, 1985).

4.3 定常モデルによる液体含有率分布の予測

記号の説明

c	比熱	V_i	燃え拡がり速度
g	重力加速度	x	水平方向座標
h	粒子層の深さ	y	鉛直方向座標
$J(s)$	Leverett の J 関数	$Z(\theta)$	Melrose 関数
K	浸透率		
K_l	液体の比浸透率		ギリシヤ文字
K_s	輸送係数	ε	粒子層の空隙率
K_r	輸送係数	λ	熱伝導率
P_c	毛管吸引力	μ	液体の粘性係数
$q(x)$	粒子層表面での熱流束	θ	接触角
s	液体含有率	ρ_l	液体の密度
T	温度	σ	液体の表面張力
T_0	初期温度		
u_x	液体の水平方向速度		添え字
u_y	液体の鉛直方向速度	cff	有効値

4.3.1 モデル

ここでは、燃え拡がり時の粒子層の乾燥状態を予測するモデルを構築する。第2章で述べたように、粒子層の乾燥を定量的に評価するために、液体含有率 s を導入する。液体含有率は次式により定義される量である。

$$s = \frac{\text{粒子層の空隙中で液体が占める体積}}{\text{粒子層の空隙の体積}} \quad (4.32)$$

したがって、粒子層の空隙が完全に乾燥している場合 $s = 0$ であり、粒子層の空隙が完全に液体で満たされている場合は、 $s = 1$ である。

Fig. 4.6 に、本モデルの概略および座標系を示す。本モデルの目的は、粒子層の乾燥状態を予測することであるため、燃焼反応が起こっている気相の影響を粒子層表面の境界条件として与える。また、火炎先端の位置に固定された座標系を用いることにより、定常現象として扱うことを可能にした。これらのモデル化の方針は、前節で構築した熱収支モデルと同様である。本モデルでは、以下に示す仮定を採用した。

1. 火炎の下方では、粒子層表面は完全に乾燥している。即ち、 $x \geq 0, y = 0$ では、 $s = 0$ である。
2. 火炎の前方では、粒子層表面における液体の蒸発を無視する。即ち、 $x < 0, y = 0$ では、 $u_y = 0$ である。
3. 粒子層表面において、気相から粒子層に流入する熱流束の分布を仮定する。この分布は、粒径に依らず一定である。
4. 液体に働く力として、重力および毛管吸引力を考慮する。
5. 粒子層内の熱移動は、伝導によるもののみ考慮する。

1.、2.および 3.の仮定は、粒子層表面の境界条件に関するものであり、これ

らの境界条件により、気相の影響を表す。火炎下方において、粒子層表面が完全に乾燥しているとした 1. の仮定は、実験により観測された粒子層の様子 (Takeno and Hirano, 1988) より、妥当なものであると考えられる。一方、火炎前方においては、液体の蒸発が盛んではないと考えられるので、これを無視する。また、気相から粒子層に流入する熱は燃焼反応により生成するものであり、気相の燃焼反応が粒径などの粒子層内の要因により大きく変化するとは考えにくい。ため、3. の仮定も妥当なものである。

本モデルで対象としている、粒径が小さく粒子層の乾燥が重要な場合では、毛管現象による液体の流動を考慮する必要がある。一方、これまでに考察してきたように、粒径が小さい場合は、液体が粒子から受ける抵抗力が大きくなるため、表面張力差および浮力に起因する液体の流動の影響は小さくなる。したがって、本モデルでは、液体に働く力として、毛管吸引力および重力を考慮する (仮定 4.)。

前節で構築した熱収支モデルにより、粒径が小さい場合、粒子層内の熱移動は伝導伝熱によるものが支配的であることが確認されたため、本モデルにおいても、伝導による熱移動のみを考慮する (仮定 5.)。

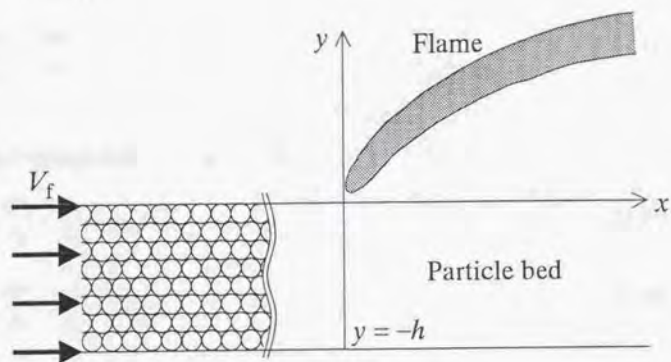


Fig. 4.6 Coordinates of the present model.

4.3.2 基礎方程式

先に述べた仮定に基づくと、以下のような液体の質量、液体の運動量およびエネルギー保存式を導くことができる(Whitaker, 1980)。

液体の質量保存:

$$\frac{\partial s u_x}{\partial x} + \frac{\partial s u_y}{\partial y} = 0 \quad (4.33)$$

液体の運動量保存:

$$0 = \frac{\partial P_c}{\partial x} - \frac{\varepsilon \mu s}{K_l} (u_x - V_t) \quad (4.34)$$

$$0 = \frac{\partial P_c}{\partial y} - \frac{\varepsilon \mu s}{K_l} u_y - \rho_l g \quad (4.35)$$

粒子層のエネルギー保存:

$$(\rho c)_{\text{eff}} V_t \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4.36)$$

毛管吸引力 P_c は、次式により与えられる(Kaviany, 1995)。

$$P_c = \frac{\sigma(T) \cos \theta Z(\theta)}{(K/\varepsilon)^{1/2}} J(s) \quad (4.37)$$

ただし、粒子層の浸透率 K は、第3章で述べた通り、次式により表される d への依存性を持つ。

$$K = \frac{d^2}{150} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (4.38)$$

式(4.37)で、 Z はヒステリシスの効果を表し接触角 θ の関数であるが、本モデルが対象とする現象では粒子層の乾燥のみを考慮すれば良いため、ヒステリシスの影響を考慮する必要はない。 J は、Leverett の J 関数と呼ばれ、液体含有率 s のみの関数であるが、 J の理論式は確立されておらず、一般に経験式が用いられる。本モデルでは、Whitaker (1980) と同様の式を用いた。式(4.37)および(4.38)より、固体粒子および液体の種類が決まれば、毛管吸引力 P_c は、液体含有率 s および温度 T の関数である。したがって、 P_c の全微分は、次式のようになる。

$$dP_c = \frac{\partial P_c}{\partial s} ds + \frac{\partial P_c}{\partial T} dT \quad (4.39)$$

粒子層の有効熱伝導率 λ_{eff} は、次式により計算した。

$$\lambda_{\text{eff}} = s\lambda_1 + (1-s)\lambda_0 \quad (4.40)$$

ここで、 λ_1 および λ_0 は、それぞれ、 $s=1$ および $s=0$ の場合の熱伝導率である。 λ_1 および λ_0 の計算には、式(4.6)を用いた。

式(4.34)および(4.35)を式(4.33)に代入し、式(4.39)を考慮することにより、次の式が導かれる。

$$\begin{aligned} V_z \frac{\partial s}{\partial x} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_s \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_s \frac{\partial s}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_T \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\rho_1 g}{\varepsilon \mu} \frac{\partial K_1}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.41)$$

ここで、 K_s および K_T は、輸送係数のような意味を持ち、それぞれ、以下の式により表される。

$$K_s = -\frac{K_l}{\varepsilon\mu} \frac{\partial P_c}{\partial s} \quad (4.42)$$

$$K_T = -\frac{K_l}{\varepsilon\mu} \frac{\partial P_c}{\partial T} \quad (4.43)$$

本モデルでは、式(4.41)および(4.36)の連立方程式を数值的に解き、粒子層内の液体含有率 s および温度 T の分布を求めた。

4.3.3 境界条件

4.3.1 で述べた仮定に基づくと、以下のような境界条件を得ることができる。

粒子層表面 ($y=0$):

$$\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} = q(x) \quad (4.44)$$

$$u_y = 0 \quad \text{for } x < 0 \quad (4.45)$$

$$s = 0 \quad \text{for } x \geq 0 \quad (4.46)$$

粒子層底面 ($y=-h$):

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (4.47)$$

$$u_y = 0 \quad (4.48)$$

無限上流 ($x=-\infty$):

$$T = T_0 \quad (4.49)$$

$$u_y = 0 \quad (4.50)$$

無限下流 ($x=\infty$):

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (4.52)$$

4.3.4 計算結果および考察

4.3.4.1 温度および液体含有率分布

本モデルにより予測される、粒子層内の液体含有率 s および温度 T の分布を、それぞれ、Fig. 4.7(a)および(b)に示す。これらの図は、粒径 $d = 2 \text{ mm}$ の場合の結果である。本モデルで採用した座標系 (Fig. 4.6) では、粒子層の移動速度 (燃え拡がり速度) v_f として、任意の値を与えることができるが、Fig. 4.7 では、Takeno and Hirano (1988)により測定された燃え拡がり速度を与えて計算を行った。Fig. 4.7(a)に示されるように、ここで構築したモデルにより、粒子層内の液体含有率分布、即ち、粒子層の乾燥状態を予測することに成功した。

Fig. 4.7(a)の液体含有率の等値線は、 $s = 0.8, 0.6, 0.4$ および 0.2 のものである。ここでは、 $s < 0.2$ の領域を粒子層の空隙にほとんど液体が存在しない乾燥領域、 $0.2 < s < 0.8$ の領域を粒子層の空隙に液体および蒸気が共存する二相領域、 $s > 0.8$ の領域を粒子層の空隙がほぼ液体で満たされている領域と定義し考察を行う。これらの s の境界値は、便宜的なものであるが、境界値の取り方を変えても、以下の議論に大きな影響を及ぼさない。以下では、粒子層内の液体含有率分布に着目して考察する。

4.3.4.2 液体含有率分布に及ぼす粒径の影響

Fig. 4.8 に、 $d = 0.2 \text{ mm}$ の場合に得られる、粒子層内の液体含有率分布を示す。この図も、Fig. 4.7 と同様に、粒子層の移動速度 v_f には、実験による測定結果を用いた。

Fig. 4.7(a)および Fig. 4.8 より、粒径が異なる場合、粒子層内の液体含有率分布、即ち、粒子層の乾燥状態が大きく変化することがわかる。粒径が 0.2 mm の場合 (Fig. 4.8) は、 2 mm の場合 (Fig. 4.7(a)) と比較して、粒子層内の二相領域 ($0.2 < s < 0.8$ の領域) が大きくなる。一方、液体含有率 s が 0.2 以下となる乾燥領域は、粒径が 2 mm の場合の方が大きい。本モデルにより予測されるこの傾向は、実験結果 (Takeno and Hirano, 1988) とよく一致している。また、前

節に示した熱収支モデルの結果より、燃え拡がり速度は、乾燥領域の大きさの増加につれて減少し、二相領域の大きさの増加とともに増加する (Fig. 4.4)。したがって、本モデルにより予測される、各領域の大きさの傾向は、粒径の増加につれて燃え拡がり速度が減少するという実験結果と矛盾しない。

式(4.37)および(4.38)より、毛管吸引力は粒径に反比例する。したがって、粒径が小さくなるにつれて、液体に働く毛管吸引力が大きくなる。粒径が小さい場合に二相領域が大きくなり、逆に乾燥領域が小さくなるのは、毛管現象による液体の移動が原因であると考えられる。

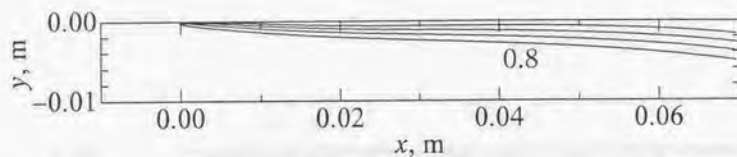
4.3.4.3 液体含有率分布を決定する支配的な要因

これまでの検討により、粒径が異なる場合に、燃え拡がり時の粒子層内の液体含有率分布が大きく変化することが示された。粒子層内の液体含有率分布は、粒径 d および粒子層の移動速度 V_f の両方に依存すると考えられる。Fig. 4.7(a) および Fig. 4.8 の計算では、 d および V_f の両方が異なっている。したがって、これらの結果からは、粒子層内の液体含有率分布を決定する支配的な要因を検討することができない。

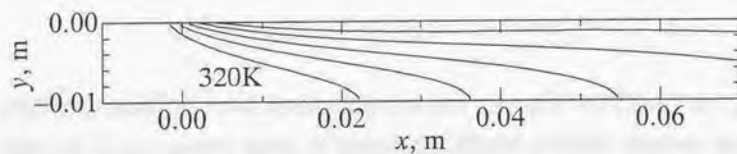
先に述べたように、本研究で採用したモデルでは、粒子層の移動速度 V_f として、任意の値を与えることができる。そこで、ここでは、液体含有率の分布を決定する支配的な要因を調べるために、粒径が 0.2 mm および 2 mm のそれぞれの場合に、粒子層の移動速度 V_f を変化させて計算を行った。その結果得られた液体含有率分布を Fig. 4.9 および 4.10 に示す。Fig. 4.9 は粒径が 0.2 mm の場合の結果であり、Fig. 4.10 は粒径が 2 mm の場合の結果である。どちらの場合も、粒子層の移動速度 V_f が増加すると、乾燥領域の大きさが減少するという傾向が見られる。しかしながら、粒径が同じ場合、異なる粒子層の移動速度を与えて計算を行っても、粒子層内の液体含有率分布は、ほとんど変化していない。これらの結果から、粒子層内の液体含有率分布は、粒径に大きく依存するということができる。したがって、液体含有率分布、即ち、粒子層の乾燥状態を決定

する支配的な要因は、液体に働く毛管吸引力だと考えられる。

一般に、液体の熱伝導率は、蒸気の熱伝導率の十倍程度であるため、液体含有率分布は粒子層の有効熱伝導率に大きな影響を及ぼす。また、粒子層の空隙に蒸気が存在するような領域では、粒子層の温度が液体の沸点以上になり得る。したがって、粒径の違いにより、液体含有率分布が変化することにより、粒子層の熱的特性が変化する。この熱的特性の変化に伴う粒子層内の伝導伝熱の変化が、燃え広がり速度の変化の原因であると考えられる。



(a) Distribution of liquid saturation, s .



(b) Distribution of temperature, T .

Fig. 4.7 Typical results of the present model in a case of $d = 2$ mm and $V_f = 0.37$ m/s (experimental value of Takeno and Hirano (1988)). (a), contour lines of liquid saturation start from 0.2 with step 0.2; (b), isothermal lines start from 320 K with step 20 K.

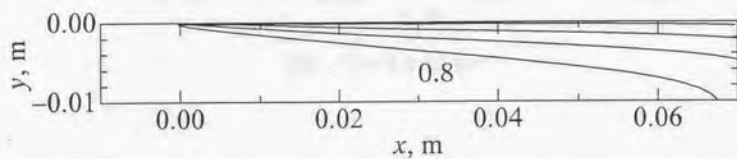
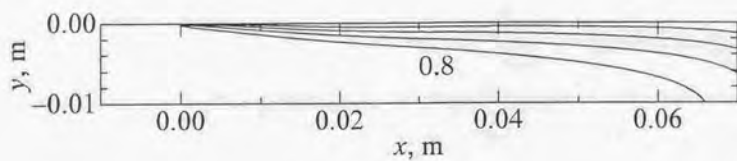
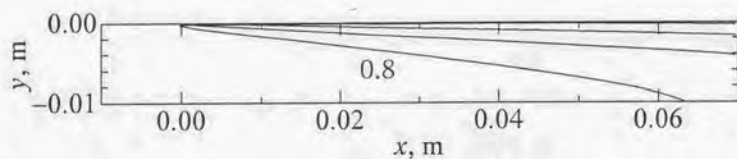


Fig. 4.8 Distribution of liquid saturation in a case of $d = 0.2$ mm and $V_f = 0.92$ m/s (experimental value of Takeno and Hirano (1988)). Contour lines of liquid saturation start from 0.2 with step 0.2.

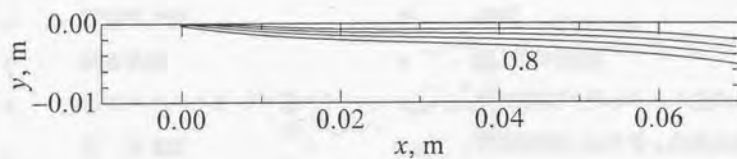


(a) $V_f = 0.3 \text{ mm/s}$

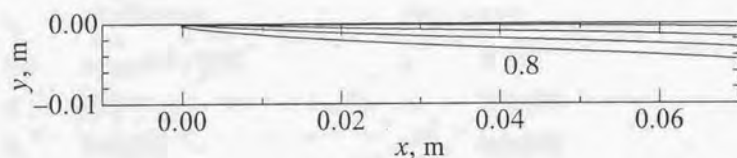


(b) $V_f = 2.0 \text{ mm/s}$

Fig. 4.9 Distribution of liquid saturation for different V_f in the case of $d = 0.2 \text{ mm}$. In each figures, contour lines of liquid saturation start from 0.2 with step 0.2.



(a) $V_f = 0.3 \text{ mm/s}$



(b) $V_f = 2.0 \text{ mm/s}$

Fig. 4.10 Distribution of liquid saturation for different V_f in the case of $d = 2 \text{ mm}$. In each figures, contour lines of liquid saturation start from 0.2 with step 0.2.

4.4 非定常モデルによる燃え拡がり速度の予測

記号の説明

A	反応速度の pre-exponential 定数	u_y	液体の鉛直方向速度
		U_g	気相流速
c	比熱	V_t	燃え拡がり速度
d	固体粒子径	T	温度
D	拡散係数	x	水平方向座標
E_a	活性化エネルギー	x_{\max}	計算領域における x の最大値
g	重力加速度	x_{\min}	計算領域における x の最小値
Δh_c	燃焼熱	y	鉛直方向座標
Δh_{vap}	蒸発潜熱	Y_i	化学種 i の質量分率
h_g	気相の計算領域の高さ		
h_p	粒子層の深さ		ギリシャ文字
$J(s)$	Leverett の J 関数	ε	空隙率
K	浸透率	λ	熱伝導率
K_v	輸送係数	μ	粘性係数
K_T	輸送係数	v_i	化学種 i の化学量論係数
m	粒子層表面における燃料の質量流束	ρ	密度
		σ	液体の表面張力
M_i	化学種 i の分子量		
P_c	毛管吸引力		添え字
P_{sat}	飽和蒸気圧	eff	有効値
r_i	化学種 i の生成速度	F	燃料蒸気
R	普遍気体定数	g	気相
s	液体含有率	i	各化学種
t	時間	l	不活性気体
u_x	液体の水平方向速度	l	液体

O 酸化剤

p 粒子層

P 生成物

4.4.1 座標系

4.2 節および 4.3 節で、粒子層内の乾燥状態が燃え拡がり速度に及ぼす影響を検討し、また、粒子層内の乾燥状態の予測を行った。しかしながら、これらのモデルは、気相の現象を考慮していないため、燃え拡がり速度の定量的な予測ができない。そこで、ここでは、気相の現象も考慮したモデルを構築し、非定常計算を行うことによって、燃え拡がり速度の定量的な予測を試みる。

Fig. 4.11 にモデルの概略および座標系を示す。無限に幅が広い深さ $h_p = 1$ cm の容器に固体粒子が充填された層に可燃性液体が浸潤している。粒子は最密充填されているとする。計算領域の長さ ($x_{\max} - x_{\min}$) は 12 cm である。また、気相の計算領域の高さ h_g は 4 cm とした。着火は、温度 2000 K の着火源を粒子層表面より 2 mm 上方に置くことにより達成した。

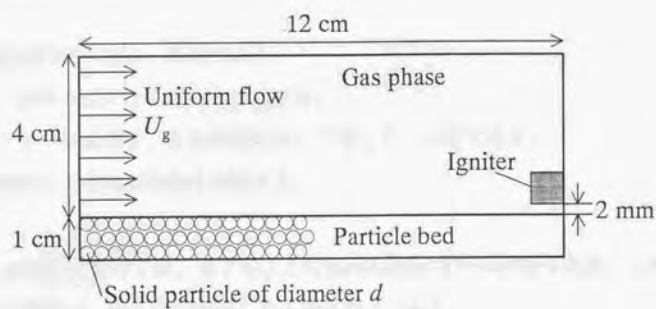


Fig. 4.11 Geometry of the present model.

4.4.2 気相のモデル

本モデルの目的は、粒子層の乾燥を考慮し、粒子層の乾燥が燃え拡がり速度に及ぼす影響を検討することである。したがって、気相の現象に関して、いくつかの単純化を行う。この単純化は、第3章のモデルと同様なものである。気相のモデル化で行った仮定を以下に示す。

1. 気相の流れ場は一様流である。
2. 一段階の総括化学反応を仮定する。
3. 気相の物性値は、各化学種に対して等しく、一定である。
4. 輻射による熱の移動を無視する。

以上の仮定に基づくと、以下のような気相の基礎方程式が得られる。これらの基礎方程式は、第3章で採用したものと同じである。

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho_g U_g \frac{\partial Y_i}{\partial x} = \rho_g D \left(\frac{\partial^2 Y_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y_i}{\partial y^2} \right) + r_i, \quad i = F, O, \text{ and } P \quad (4.53)$$

$$Y_F + Y_O + Y_P + Y_1 = 1 \quad (4.54)$$

$$\rho_g c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g c_g U_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = \lambda_g \left(\frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_g}{\partial y^2} \right) - r_F \Delta h_c \quad (4.55)$$

各化学種の生成速度は以下の式で与えられる。

$$r_1 = -A \frac{v_1}{v_F} Y_F Y_O \exp \left(-\frac{E_1}{RT_g} \right) \quad (4.56)$$

粒子層および気相の界面を除いた気相の境界条件は、以下の通りである。

計算領域の左の境界 ($x = x_{\min}$):

$$\frac{\partial Y_i}{\partial x} = 0 \quad (4.57)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial x} = 0 \quad (4.58)$$

計算領域の右の境界 ($x = x_{\max}$):

$$\frac{\partial Y_i}{\partial x} = 0 \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial x} = 0 \quad (4.60)$$

計算領域の上端 ($y = h_g$):

$$\frac{\partial Y_i}{\partial y} = 0 \quad (4.57)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial y} = 0 \quad (4.58)$$

4.4.3 粒子層のモデル

本モデルにおける、粒子層の基礎方程式として、前節で構築したモデルを非定常に拡張したものを採用した。液体の質量保存および運動量保存の式を以下に示す。

液体の質量保存：

$$\rho_l \frac{\partial s}{\partial t} + \rho_l \left(\frac{\partial s u_x}{\partial x} + \frac{\partial s u_y}{\partial y} \right) = 0 \quad (4.59)$$

液体の運動量保存：

$$u_x = \frac{K_l}{\varepsilon \mu_l s} \frac{\partial P_c}{\partial x} \quad (4.60)$$

$$u_y = \frac{K_l}{\varepsilon \mu_l s} \left(\frac{\partial P_c}{\partial y} - \rho_l g \right) \quad (4.61)$$

式(4.60)および(4.61)を式(4.59)に代入することにより、以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_s \frac{\partial s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_s \frac{\partial s}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_r \frac{\partial T_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_r \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\rho_l g}{\varepsilon \mu_l} \frac{\partial K_l}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.62)$$

ここで、 K_s および K_r は、式(4.42)および(4.43)で定義される輸送係数である。

粒子層のエネルギー保存式は、以下のようになる。

$$(\rho c)_{\text{eff}} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) \quad (4.63)$$

粒子層の有効熱伝導率 λ_{eff} は、前節のモデルと同様に、式(4.40)を用いて計算した。

本モデルでは、式(4.62)および(4.63)の連立方程式を数値的に解き、粒子層内の液体含有率および温度を得た。

粒子層および気相の界面を除いた、粒子層の境界条件を以下に示す。

計算領域の左の境界 ($x = x_{\min}$) :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (4.64)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial x} = 0 \quad (4.65)$$

計算領域の右の境界 ($x = x_{\max}$) :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (4.66)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial x} = 0 \quad (4.67)$$

粒子層の底面 ($y = -h_p$) :

$$\frac{\partial T_p}{\partial y} = 0 \quad (4.68)$$

$$u_y = 0 \quad (4.69)$$

4.4.4 粒子層および気相の界面の境界条件

粒子層および気相の界面の境界条件は、温度の連続性、燃焼生成物は粒子層に不溶、および燃料の質量保存に従うとした。

$$\lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T_p}{\partial y} = \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y} - m \Delta h_{\text{vap}} \quad (4.70)$$

$$T_g = T_p \quad (4.71)$$

$$\rho_g D \frac{\partial Y_i}{\partial y} = m Y_i, \quad i = \text{O and P} \quad (4.72)$$

$$\varepsilon \rho_i u_y = m \quad (4.73)$$

ただし、粒子層および気相の界面における燃料の質量流束 m は、以下の式により与えられる。

$$m = \frac{\rho_g D}{Y_F - 1} \frac{\partial Y_F}{\partial y} \quad (4.74)$$

粒子層および気相の界面における、燃料蒸気の質量分率は、以下に示される、Kelvin の式(Defay *et al.*, 1966; Whitaker, 1977)により計算した。

$$Y_F = Y_{F,\text{sat}} \left(\frac{P_{\text{sat}}(T_g)}{P_a}, Y_{i \neq F}, M_i \right) \exp \left(- \frac{M_F P_c}{\rho_i R T_g} \right) \quad (4.75)$$

4.4.5 計算結果および考察

4.4.5.1 代表的な計算結果

本モデルの気相方程式を数値的に解いて得られた結果の一例を、Fig. 4.12、4.13 および 4.14 に示す。本モデルの数値解法は、第 3 章に述べたものと同様である。これらの結果は、粒径が 1 mm の場合に得られた結果である。

Fig. 4.12、4.13 および 4.14 は、それぞれ、気相の温度場、粒子層の温度場および粒子層の液体含有率分布を示す。気相の計算結果は、第 3 章で示した、粒径が大きい場合の計算結果と同様なものが得られた。また、粒子層の温度場および液体含有率分は、前節の定常モデルと同様な結果が得られた。即ち、粒径の増加に伴い、乾燥領域の大きさが増加し、逆に、二相領域の大きさは減少した。しかしながら、粒子層表面で $s = 0$ を仮定した前節のモデルとは異なり、本モデルでは粒子層表面の液体含有率は、液体の蒸発量に従って決まる。このため、必ずしも粒子層表面の液体含有率が 0 にならない (Fig. 4.14)。したがって、本モデルにより、粒子層内の乾燥領域および二相領域を厳密に定義することはできなかった。

4.4.5.2 燃え拡がり速度

本モデルにおいても、第 3 章のモデルと同様に、気相で反応速度が最大となる位置を火炎先端の位置と定義した。また、燃え拡がり速度 v_f は、火炎先端位置の移動速度として定義される。本モデルで計算を行った範囲では、火炎先端位置は定常な速度で移動し、火炎が振動する様子は見られなかったため、定常燃え拡がり速度を得ることができた。

Fig. 4.15 に、本モデルにより予測される燃え拡がり速度を固体粒子径の関数として示す。同じ図に、Takeno and Hirano (1988) および長谷川 (1997) の実験による測定結果も示す。この図から、ここで構築された非定常モデルにより、粒径の増加にしたがって燃え拡がり速度が単調に減少する傾向が予測された。これは、前節までに検討を行った通り、粒子層内の乾燥状態の変化によるものだと

考えられる。また、本モデルによる燃え拡がり速度の予測結果は、測定結果と定量的にもほぼ一致している。したがって、粒子層の乾燥を考慮した非定常モデルにより、粒径が小さい場合の燃え拡がり速度の予測が可能になったといえる。

本モデルにより予測された燃え拡がり速度は、実験結果とよく一致しているが、僅かに誤差が見られる。以下では、この誤差に関する考察を行う。

4.4.5.3 燃え拡がり速度の予測誤差に関する検討

本モデルの目的は、燃え拡がり速度の予測を可能にすることである。ここでは、本モデルにより燃え拡がり速度を予測する際の誤差発生の原因について検討する。

(1) モデル化に起因する予測誤差

まず、本モデルで行っている、種々の仮定に基づいたモデル化について検討する。このモデル化は、計算の単純化および計算時間の短縮のためである。このモデル化の際に採用した仮定が不適切であれば、燃え拡がり速度の予測値に誤差が生じると考えられる。本研究では、特に、気相の現象に対して大幅なモデル化を行った。これは、気相の諸現象の粒径依存性が小さく、燃え拡がり速度に及ぼす影響が小さいと考えられるためである。以下で、気相の現象に対する仮定について考察する。気相の現象に対する主な仮定は次の三つである。

1. 気相の流れ場を一樣流とする
2. 物性値の温度依存性を考慮しない。
3. 一段階の総括化学反応を仮定する。

気相では、燃焼反応による温度上昇に起因する浮力により流れが誘起される。この流れにより熱の移動が起こるため、1.の仮定により、燃え拡がり速度の予

測に誤差が生じる可能性がある。また、火炎近傍では、初期温度よりも数千 K 程度の温度上昇が起こっている。一般に、気体の物性値は温度依存性を持つため、2. の仮定による誤差の可能性もある。

1. および 2. の仮定は、燃え拡がりの理論解析を行う際に、一般に用いられ、これらの仮定に起因する誤差についても検討されている (Bhattacharjee *et al.*, 1996b; West *et al.*, 1997)。Bhattacharjee *et al.* (1996b) が行った、固体燃料表面に沿った対向流中の燃え拡がりに対する検討によると、気相の流れ場に一樣流を仮定することにより、燃え拡がり速度の予測誤差がかなり大きくなる。これは、強制対流中の燃え拡がりに対して一樣流を仮定すると、浮力により誘起される流れを考慮することができないためである。本研究では、自然対流中の燃え拡がりを対象としている。したがって、本モデルでは、気相流速として浮力により誘起される程度の速度を与えることにより（粒径が異なる場合の計算に対しても一定の気相流速を与えた）、予測誤差を小さくすることができた。しかしながら、燃え拡がり速度が本研究が対象とした現象と大きく異なるような場合では、本研究で採用した気相流速をそのまま用いることはできないと考えられる。したがって、そのような場合は、気相の流れ場に関する検討が必要である。また、2. の仮定に関して、Bhattacharjee *et al.* (1996b) は、気相の物性値の温度依存性を無視することが、十パーセント程度の予測誤差を引き起こすことを示した。したがって、本モデルにおいても、気相の物性値の温度依存性を無視しているため、同程度の予測誤差が生じていると考えられる。

3. の仮定に関しては、本モデルでは、一段階の総括反応を仮定し、pre-exponential 因子および活性化エネルギーとしては、Westbrook and Dryer (1981) が提案したものをを用いた。これらの値を用いた場合、燃料希薄な条件下では、燃焼速度が実験結果とよく一致することが知られている。したがって、燃え拡がり現象の計算に一段階総括化学反応を仮定することによる誤差は小さいと考えられる。また、燃焼素反応を全て考慮した数値シミュレーションを行うことは、現在の計算機の性能からほぼ不可能であり、燃え拡がり現象の数値シミュレ-

ションで複数の素反応を考慮したものは、ほとんど行われていない。したがって、一段階総括化学反応の仮定は、数値計算技術の点からも妥当なものだと考えられる。しかしながら、更に予測精度の良い数値計算を行う場合および素反応の影響が無視できないような現象を考慮する場合などは、燃焼反応過程を詳細に検討したモデルを採用する必要があると考えられる。

(2) 粒子層の物性値の見積りに起因する予測誤差

次に、粒子層の諸物性値に関して検討を行う。本モデルでは、粒子層の諸物性値の温度依存性を無視している。したがって、このことに起因する誤差が生じることが考えられる。しかしながら、粒子層の温度上昇は、気相での温度上昇に比べてはるかに小さく、気相の物性値の温度依存性を無視することによる予測誤差が十パーセント程度であることを考えると、粒子層の物性値の温度依存性を無視することによる予測誤差は十パーセント以下であると思われる。

粒子層内は、粒子、液体および蒸気の三相が共存する複雑な系であるため、粒子層の物性値の見積もりを慎重に行う必要がある。特に、熱伝導率および毛管現象による輸送係数が、単相系の場合と異なる。液体の粘性係数に関しては、液体が粒子層に浸潤することにより、値が変化するとは考えられないので、純粋な液体の粘性係数をそのまま用いた。以下では、粒子層の熱伝導率および毛管現象による輸送係数について検討する。

(2-1) 熱伝導率

本モデルでは、粒子層の有効熱伝導率を式(4.6)により計算した。この式により計算される有効熱伝導率が、 $s=0$ および $s=1$ のそれぞれに対して、武野(1989)による測定結果とほぼ一致していることが確認されたため、粒子層の熱伝導率の見積りに起因する予測誤差は小さいと考えられる。

(2-2) 毛管現象による輸送係数

毛管現象による輸送係数は、毛管吸引力により決まる。毛管吸引力 P_c は、以下の式で示されるように、液体の表面張力 σ 、液体と固体間の接触角 θ および液

体含有率 s に依存する。

$$P_c = \frac{\sigma(T) \cos \theta}{(K/\varepsilon)^{1/2}} J(s) \quad (4.76)$$

ただし、式(4.76)では、ヒステリシスの効果は考慮されていない。本研究で対象とする現象では、粒子層の乾燥のみを考慮すればよいためである。

式(4.76)中の $J(s)$ は、多孔質固体の空隙の形状などに依存する s の関数で、液体の種類には依存しない。 $J(s)$ の多孔質固体の形状に対する依存性は複雑なため、 $J(s)$ の理論式は現在のところ確立されていない。したがって、本研究では、これまでに多くの実験が行われている、ガラス粒子層中で水が乾燥する場合の P_c の経験式(Whitaker, 1980)を用いて $J(s)$ を算出した。

ガラス粒子層中で水の乾燥実験により、毛管吸引力 P_c が測定される。したがって、水の乾燥実験のデータより $J(s)$ を計算し、n-decane の毛管吸引力を求めるためには、水および n-decane の表面張力およびガラスとの接触角を知る必要がある。

表面張力に関しては、Jasper (1972) が測定した結果を用いた。Jasper は、広い温度範囲に対して、様々な液体の表面張力を測定しており、彼の測定データは、現在でも広く用いられている。Jasper により測定された、水および n-decane の表面張力を Table 4.1 に示す。

接触角に関しては、清浄で表面に凹凸がないガラスに対してほとんどの液体の接触角が 0 であるため、水および n-decane の接触角を 0 として計算した。式(4.76)より、毛管吸引力は $\cos \theta$ に依存するため、接触角が 20° 程度の誤差を含んでいたとしても、毛管吸引力に与える誤差は数%程度である。また、多孔質ガラス内での n-decane および水の乾燥に対して、接触角の影響を無視できることは、Jarsjö *et al.* (1997) の実験でも確認されている。

本研究では、水および n-decane の接触角を 0 とした仮定が妥当なものである

ことを確認するために、簡単な実験を行った。種々の管径のガラス管を用いて、水および n-decane の毛管上昇距離を測定した。その結果を Fig. 4.16 に示す。Fig. 4.16 の実線は、水および n-decane のガラスとの接触角を 0 とした理論線である。これらの理論線および測定結果がよく一致しているため、接触角を 0 とした仮定は妥当なものであると考えられる。



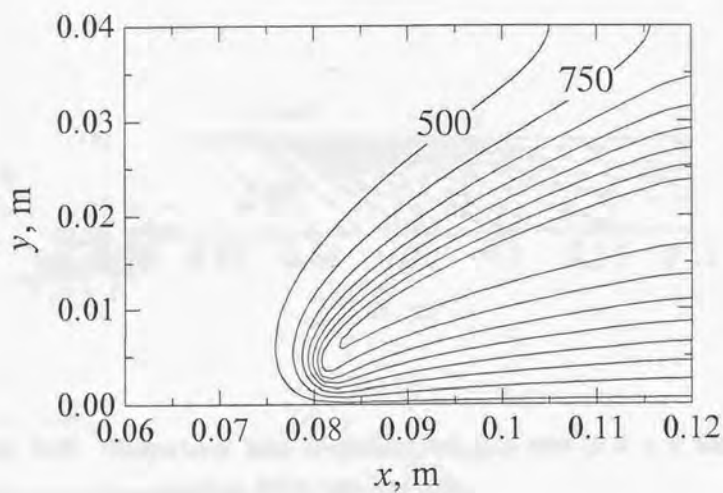


Fig. 4.12 Temperature field of gas phase in a case of $d = 1$ mm. Isothermal lines start from 500 K with step 250 K.

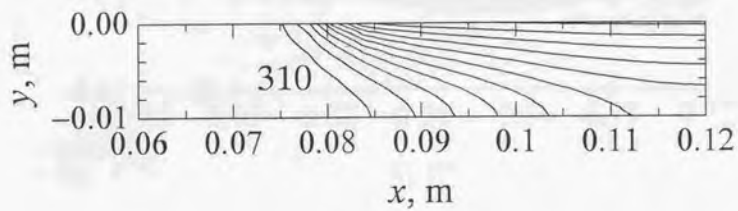


Fig. 4.13 Temperature field of particle bed in a case of $d = 1$ mm. Isothermal lines start from 310 K with step 10 K.

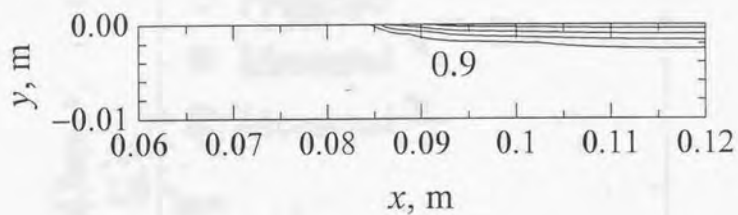
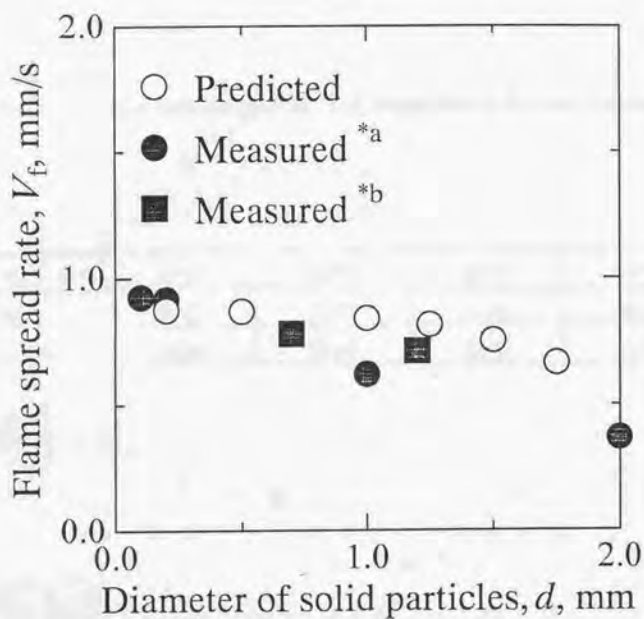


Fig. 4.14 Distribution of liquid saturation in particle bed in a case of $d = 1$ mm. Contour lines start from 0.9 with step -0.1 .



*a Experimental data measured by Takeno and Hirano (1988).

*b Experimental data measured by Hasegawa (1997).

Fig. 4.15 Flame spread rates predicted by the present model.

Table 4.1 Surface tension [mN m^{-1}] of water and n-decane measured by Jasper (1972).

	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C
Water	74.2	72.75	71.15	69.55
Decane	24.75	23.83	22.91	21.99

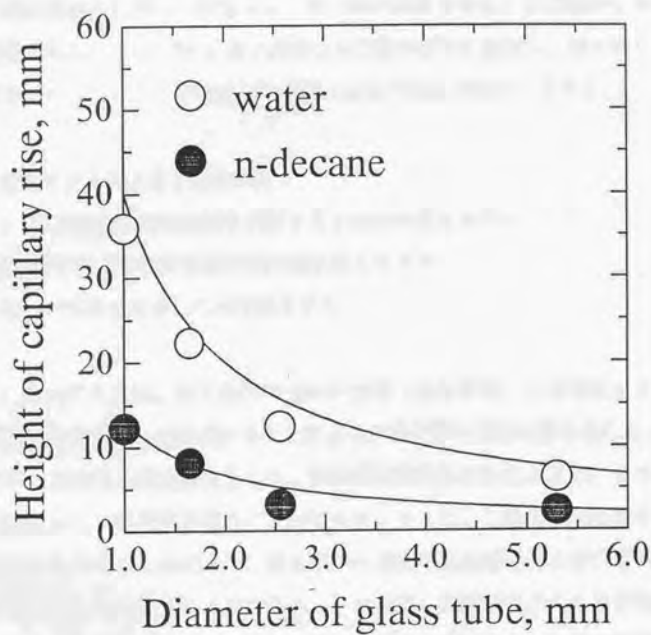


Fig. 4.16 Relation between height of capillary rise and diameter of glass tube. Solid lines show the theoretical prediction for $\theta = 0$.

4.5 まとめ

粒径が小さい場合に対して、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がりのモデルを構築した。粒径が小さい場合、粒子層の乾燥の影響が大きいので、粒子層の乾燥を考慮したモデルを構築する必要がある。

ここでは、まず、予備的な検討として、二つのモデルを構築し、粒子層の乾燥が燃え拡がりに及ぼす影響および粒子層の乾燥を決定する支配的な要因について考察した。次に、第3章と同様な非定常モデルを構築し、燃え拡がり速度の予測を行った。ここで構築したモデルは以下のようなものである。

1. 定常モデルによる予備的検討：

1.1 粒子層の乾燥の影響を検討するための熱収支モデル

1.2 粒子層内の液体含有率分布を求めるモデル

2. 気相の現象を考慮した非定常モデル

1.1 のモデルでは、粒子層内の三つの領域（乾燥領域、二相領域および液体で満たされた領域）を仮定することにより、粒子層の乾燥状態を表した。また、各領域の境界は、放物線状とした。放物線状の境界を与えることにより、粒子層の温度分布の解析解を得ることができる。さらに、二相領域を通過する液体の熱収支を考えることにより、燃え拡がり速度を乾燥領域および二相領域の大きさの関数として表すことができる。その結果、乾燥領域の大きさの増加に伴い燃え拡がり速度が減少し、二相領域の大きさの増加とともに燃え拡がり速度が増加することが示された。

1.2 のモデルでは、液体含有率を導入し、粒子層内での液体含有率分布を求め、粒子層の乾燥状態を予測することができた。このモデルは、粒子層の現象のみを考慮し、また、火炎先端位置に固定した座標系を用いた定常モデルである。このモデルにより、粒径の増加に伴い、乾燥領域の大きさが増加し、二相領域の大きさは減少することが示された。

2.の非定常モデルでは、粒子層のモデルとして、1.2 のモデルを非定常に拡張したものを用い、粒子層の乾燥を考慮した。また、気相のモデルには、第 3 章で構築したものと同様のものを用いた。その結果、粒子層の乾燥状態に関して 1.2 のモデルと同様な傾向が予測され、粒径が減少すると液体と蒸気が共存する領域が大きくなることが示された。また、粒径の増加に伴い燃え拡がり速度が減少する様子が予測できた。第 3 章のモデルと同様に、適当な気相流速を与えることにより、実験結果とほぼ一致した燃え拡がり速度を予測することができた。さらに、このモデルの適用限界および予測誤差の発生原因について詳しく検討した。

参考文献

- Atreya, A. (1986). Steady Propagation of an Opposed-Wind Diffusion Flame on a Charring Solid, *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference*, 849.
- Bau, H. H. and Torrance, K. E. (1982). Boiling in Low-Permeability Porous Materials, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25, 45.
- Bhattacharjee, S., West, J., and Dockter, S. (1996a). A Simplified Theory for de Ris Flame over Thick and Thin Fuel Beds, *Combustion and Flame* 104, 66.
- Bhattacharjee, S. West, J., and Altenkirch, R. A. (1996b). Determination of the Spread Rate in Opposed-Flow Flame Spread over Thick Solid Fuels in the Thermal Regime, *Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1477.
- Defay, R., Prigogine, I., and Bellemans, A. (1966). Surface Tension and Adsorption, Wiley.
- de Ris, J. N. (1969). Spread of a Laminar Diffusion Flame, *Twelfth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 241.
- Jarsjo, J., Prost, R., and Yaron, B. (1997). Experimental Approach for the characterization of rigid porous media and unsaturated conductivity relations, *Journal of Porous Materials* 4, 199.
- Jasper, J. J. (1972). The Surface Tension of Pure Liquid Compounds, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 1, 841.
- Kaviany M. (1995). Principles of Heat Transfer in Porous Media, chapter 8, Springer-Verlag.
- Kuwana, K., Suzuki, M., Dobashi, R., and Hirano, T. (1997). Numerical Simulation of Combustible Liquid Behavior and Temperature Distribution in a Solid-Liquid Mixed Layer during Flame Spread over It, *Fire Safety Science — Proceedings of*

- the *Fifth International Symposium*, Melbourne, 367.
- Kunii, D. and Smith, J. M. (1960). Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks, *AIChE Journal* 6, 71.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1986). Flame Spread over Porous Solids Soaked with a Combustible Liquid, *Twenty-first Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 75.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1988). Behavior of Combustible Liquid Soaked in Porous Beds during Flame Spread, *Twenty-second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1223.
- Torrance, K. E. (1971). Subsurface Flows Preceding Flame Spread over a Liquid Fuel, *Combustion Science and Technology* 3, 133.
- Torrance, K. E. and Mahajan, R. L. (1974). Fire Spread over Liquid Fuels: Liquid Phase Parameters, *Fifteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 281.
- Torrance, K. E. and Mahajan, R. L. (1975). Surface Tension Flows Induced by a Moving Thermal Source, *Combustion Science and Technology* 10, 125.
- Udell, K. S. (1985). Heat Transfer in Porous Media Considering Phase Change and Capillarity - the Heat Pipe Effect, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 28, 485.
- West, J. King, M. and Bhattacharjee, S. (1997). Heat Transfer Pathways in Flame Spreading over Thick Fuels as a Function of the Flame Spread Regime: Microgravity, Thermal and Kinetic, *Combustion Science and Technology* 127, 119.
- Westbrook, C. K. and Dryer, F. L. (1981). Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon, *Combustion Science and Technology* 27, 31.
- Whitaker, S. (1977). Simultaneous Heat, Mass, and Momentum Transfer in Porous Media: A Theory of Drying, *Advances in Heat Transfer* 13, 119.
- Whitaker, S. (1980). Heat and Mass Transfer in Granular Porous Media, *Advances in*

Drying 1, 23.

Wichman, I. S. and Williams, F. A. (1983). A Simplified Model of Flame Spread in an Opposed Flow along a Flat Surface of a Semi-Infinite Solid, *Combustion Science and Technology* 32, 91.

武野計二. (1989). 固・液混合可燃性物質表面に沿った燃え拡がり現象に関する研究, 博士論文, 東京大学.

長谷川 裕. (1997). ビーズ層に浸潤した可燃性液体の燃え拡がり, 学士論文, 東京大学.

第5章 燃え拡がり速度が 最小となる粒径

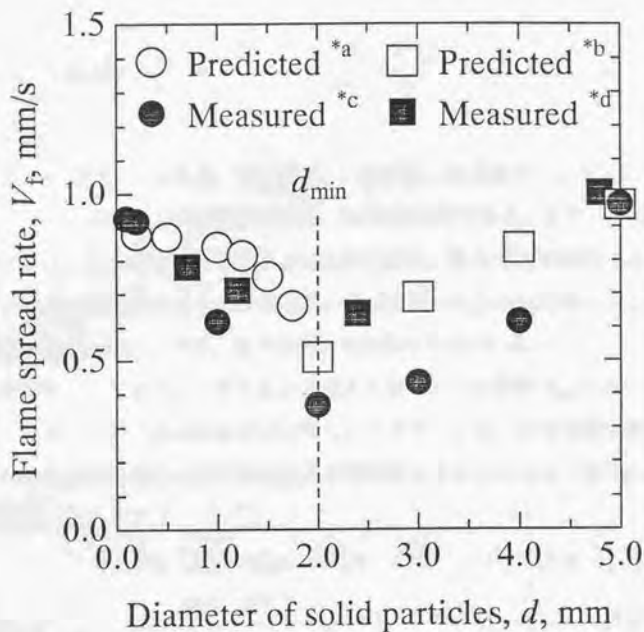
5.1 検討方針

第3章および第4章で、それぞれ、粒径が大きい場合および粒径が小さい場合のモデルを構築した。それぞれの場合について、燃え拡がり機構を考察し、燃え拡がり速度の予測を行った。その結果、可燃性液体が浸潤した粒子層に沿った燃え拡がり速度の粒径依存性は、粒子層内の熱移動により説明できることがわかった。また、粒子層内の熱移動は、粒径が小さい場合は伝導によるものが支配的で、粒径が大きい場合は対流によるものが支配的であることが示された。Fig. 5.1 に、粒径が小さい場合および大きい場合のそれぞれのモデルにより予測される燃え拡がり速度を示す。同じ図に、実験による測定結果(Takeno and Hirano, 1988; 長谷川, 1997)も示してある。この図より、本研究で構築されたモデルにより予測される燃え拡がり速度は、測定結果とよく一致している。

可燃性液体が浸潤した粒子層に沿った燃え拡がりの場合に、燃え拡がり速度が最小となる粒径が存在することは、安全工学上、大変重要である。本研究の目的の一つは、この燃え拡がり速度が最小となる粒径(d_{min} とする)を予測することである。 d_{min} を理論的に予測するためには、第2章で列挙した、燃え拡

がり速度に影響を及ぼすと考えられる要因を全て考慮した数値シミュレーションを行い、広範囲の固体粒子径に対して燃え拡がり速度を予測すればよい。しかしながら、第 2 章でも述べたように、このような数値シミュレーションは、現在の計算機の性能および数値計算技術を考えると、現実的ではない。そこで本研究では、粒径が小さい場合および大きい場合に分類してモデル化を行った。このため、本研究で構築したモデルでは、粒径の増加に伴い燃え拡がり速度が単調に変化する様子しか予測できない。そこで、この章では、燃え拡がり速度が最小となる粒径 d_{\min} を見積もるためのモデルを構築する。また、 d_{\min} を見積もることができれば、本研究で構築した、粒径が小さい場合および大きい場合のモデルの適用範囲に関する知見を得ることができる。

第 3 章での検討結果から、粒子層内で対流伝熱による熱移動が支配的な場合は、燃え拡がり速度が粒径の増加とともに単調に増加することがわかった。一方、第 4 章での検討結果から、粒子層内で伝導伝熱による熱移動が支配的な場合は、燃え拡がり速度は、粒径の増加に伴い、単調に減少する。したがって、燃え拡がり速度が最小となる粒径においては、粒子層内で、伝導による熱移動および対流による熱移動が同程度の大きさに起こっていると考えられる。そこで、ここでは、 d_{\min} において、エネルギー式の伝導伝熱項および対流伝熱項が同程度の大きさであるとして、 d_{\min} を予測することを試みる。



*a Predicted by the model developed in chapter 4.

*b Predicted by the model developed in chapter 3.

*c Experimental data measured by Takeno and Hirano (1988).

*d Experimental data measured by Hasegawa (1997).

Fig. 5.1 Flame spread rates predicted by two models.

5.2 モデルおよび計算結果

伝導および対流による熱移動を考慮した場合、粒子層のエネルギー保存式は以下で与えられる。

$$(\rho c)_p \frac{\partial T_p}{\partial t} + \varepsilon \rho_l c_l \left(u_x \frac{\partial T_p}{\partial x} + u_y \frac{\partial T_p}{\partial y} \right) = \lambda_p \left(\frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) \quad (5.1)$$

ここで、 ρ は密度、 c は比熱、 T は温度、 t は時間、 ε は空隙率、 u_x および u_y は液体の水平方向速度および鉛直方向速度、 λ は熱伝導率である。また、添え字の p および l は、それぞれ、粒子層および液体を表す。第4章での検討により、燃え拡がり速度が最小となる点付近では、二相領域の大きさは小さいことがわかっているため、式(5.1)では、粒子層内の単相流を考えている。

前節で検討したように、燃え拡がり速度が最小となる粒径 d_{\min} においては、伝導伝熱量および対流伝熱量がほぼ等しいと考えられる。火炎先端位置で、水平方向の伝導伝熱量および対流伝熱量が同程度であるとする、以下の式が導かれる。

$$\int_{y=-h}^{y=0} \left| \varepsilon \rho_l c_l u_x \frac{\partial T_p}{\partial x} \right|_{x=x_f} dy \approx \int_{y=-h}^{y=0} \left| \lambda_p \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} \right|_{x=x_f} dy \quad (5.2)$$

ここで、 $x = x_f$ は火炎先端位置、 $y = -h$ は粒子層の底面、 $y = 0$ は粒子層表面を表す。式(5.2)の両辺の大きさを見積もるために、伝導伝熱の有効深さ δ_T および対流伝熱の有効深さ δ_c を定義する(桑名, 1997)。

$$\delta_T \approx \sqrt{\frac{\lambda_p}{(\rho c)_p V_f}} \quad (5.3)$$

$$\delta_s \approx \frac{\varepsilon d}{\sqrt{150(1-\varepsilon)}} \quad (5.4)$$

これらの有効深さは、境界層近似により求められたものである。式(5.3)および(5.4)を用いて、式(5.2)の両辺の大きさを見積もると、以下のようになる。

$$\left[\lambda_p \frac{T_b - T_0}{l_{\text{cond}}^2} \right] \times \delta_T \approx \left[\varepsilon \rho_l c_l u_s \frac{T_b - T_0}{l_{\text{cond}}} \right] \times \delta_s \quad (5.5)$$

ここで、 l_{cond} は、水平方向の伝導伝熱の特性距離である。また、 u_s は、液体の水平方向速度である。第3章での検討結果より、液体の流動は、主に表面張力差により誘起されることがわかっているため、 u_s を次式により見積もる。

$$u_s \approx \frac{\varepsilon d}{\sqrt{150(1-\varepsilon)}} \frac{1}{\mu_l} \left| \frac{d\sigma_l}{dT} \right| \frac{T_b - T_0}{l_{\text{cond}}} \quad (5.6)$$

ここで、 μ_l は粘性係数、 σ_l は表面張力である。式(5.6)の見積もりにも、境界層近似を用いた。

式(5.3)、(5.4)および(5.6)を式(5.5)に代入することにより、以下の式が得られる。

$$d_{\text{min}} \approx \sqrt{\frac{\lambda_p}{(\mu x)_p V_f} \frac{150(1-\varepsilon)^2 \lambda_p \mu_l}{\varepsilon^3 \rho_l c_l (T_b - T_0) \left| \frac{d\sigma_l}{dT} \right|}} \quad (5.7)$$

式(5.7)の右辺に実際の物性値を代入して計算すると、 $d_{\text{min}} \approx 1 \text{ mm}$ という結果が得られた。実際に、燃え拡がり速度が最小となる固体粒子径は、2 mm 程度で

あるので、式(5.7)は、 d_{\min} を小さく見積もっている。しかしながら、このような単純な検討によって、ある程度、 d_{\min} を見積もることができた。また、式(5.7)により、燃え拡がり速度が最小となる粒径の物質依存性を見積もることができる。例えば、液体または粒子の熱伝導率が増加すると d_{\min} は増加し、液体の粘性が増加した場合も d_{\min} が増加することが、式(5.7)より導かれる。この、液体の粘性の増加に伴い d_{\min} が増加する傾向は、実験結果とも一致している (Fig. 1.1)。

5.3 モデルの適用範囲

本研究では、粒径が小さい場合および粒径が大きい場合のそれぞれについて、モデルを構築した。ここでは、各モデルの適用範囲について検討する。

5.3.1 粒径が大きい場合のモデル

粒径が大きい場合のモデルでは、粒子層の乾燥の影響を無視している。したがって、粒径が大きい場合のモデルは、粒子層の乾燥の影響が小さい範囲でのみ適用することができる。これまでの検討結果より、粒径が d_{min} (燃え拡がり速度が最小となる粒径) よりも小さい場合は、粒子層内の乾燥が燃え拡がり現象に大きな影響を及ぼす。したがって、粒径が大きい場合のモデルは、少なくとも粒径が d_{min} 以上の範囲でのみ適用できる。

本研究で構築したモデルは、粒子層内の各変数の平均化を行っている。この平均化の特性距離は、粒子径程度または粒子層の空隙の大きさ程度である。粒子層内での現象の特性距離が平均化の特性距離よりも小さいような場合は、平均化が意味を持たず、このモデルによる解析は不適当である。粒径が大きい場合では、対流伝熱による熱移動が支配的であるため、粒子層内での現象の特性距離は、粒子層内に形成される渦の水平方向の長さ程度だと考えることができる。本モデルによる粒子層の流れ場の予測結果より、粒子層内に形成される渦の水平方向の長さは数 cm 程度である (Fig. 3-11)。したがって、粒径が数 cm 程度よりも大きいような場合は本モデルを適用することができないが、本研究で計算対象とした場合は、本モデルを採用することができると考えられる。

5.3.2 粒径が小さい場合のモデル

粒径が小さい場合のモデルでは、表面張力差および浮力に起因する液体の流動の影響を無視している。したがって、粒径が小さい場合のモデルは、これらによる液体の流動の影響が小さい範囲でのみ適用することができる。これまでの検討結果より、粒径が d_{min} (燃え拡がり速度が最小となる粒径) よりも大きい場合は、液体の流動が燃え拡がり現象に大きな影響を及ぼす。したがって、粒径が小さい場合のモデルは、少なくとも粒径が d_{min} 以下の範囲でのみ適用できる。

粒径が小さい場合のモデルでは、毛管現象による液体の流動を考慮している。しかしながら、液体が粒子から受ける抵抗力を考慮していない。毛管吸引力の大きさは粒径に反比例するため、粒径が小さくなると毛管現象による液体流速が大きくなり、その結果、液体が粒子から受ける抵抗力も大きくなる筈である。したがって、液体が粒子から受ける抵抗力が毛管吸引力と同程度以上の大きさになるほど粒径が小さい場合は、本モデルを適用することができない。粒子層の乾燥を考慮しなければならないため、液体が粒子から受ける抵抗力を計算するのは容易ではないが、これまでの研究により、粒径が 10^{-5} cm 程度以下の場合に抵抗力の影響が毛管力と同程度になることが見積もられている(Pearse *et al.*, 1949)。したがって、粒径が 10^{-5} cm 程度よりも小さい場合は、本研究で構築したモデルを適用することができないと考えられる。

参考文献

- Pearse, J. F., Oliver, T. R., and Newitt, D. M. (1949). The Mechanism of the Drying of Solids: Part I - The Forces Giving Rise to Movement of Water in Granular Beds, During Drying, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 27, 1.
- Takeno, K. and Hirano, T. (1988). Behavior of Combustible Liquid Soaked in Porous Beds during Flame Spread, Twenty-second Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1223.
- 桑名一徳. (1997). 多孔質固体に浸潤した可燃性液体表面に沿った燃え拡がりの研究, 修士論文, 東京大学.
- 長谷川 裕. (1997). ビーズ層に浸潤した可燃性液体の燃え拡がり, 学士論文, 東京大学.

第6章 結論

本研究では、可燃性液体が浸潤した多孔質固体に沿った燃え拡がり機構を明らかにし、燃え拡がり速度の理論的予測を可能にすることを目的として、研究を行なった。本研究では、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がりについて検討した。また、液体の温度が、初期温度よりも高い場合を研究対象とした。

燃え拡がり時における粒子層内での液体の挙動は非常に複雑であり、基礎方程式をそのまま解くことは現実的ではない。燃え拡がりにおいて、粒子層内での熱移動が特に重要である。粒径が大きい場合と小さい場合では粒子層内での熱移動機構が異なると考えられ、また、粒子層内の現象で熱移動過程に影響を及ぼすと考えられる諸要因は粒径依存性を持つ。そこで本研究では、粒径が小さい場合および粒径が大きい場合に分類してモデルを構築し、燃え拡がり速度を予測した。

本研究で構築された、粒径が小さい場合および大きい場合のモデルによって、燃え拡がり速度を予測することができた。さらに、燃え拡がり速度が最小となる粒径を見積もるモデルを構築し、各モデルの適用範囲についての知見を得た。

それぞれのモデルにより得られた結果の要点を以下にまとめる。

粒径が大きい場合、液体が粒子から受ける抵抗力が小さいため、液体の流動が盛んであり、粒子層内の熱移動は対流によるものが支配的である。このような場合、浮力および粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差により誘起される液体の流動が重要である。したがって、粒径が大きい場合のモデルでは、浮力および表面張力差による液体の流動を考慮した。

粒径が大きい場合のモデルを用いて計算した結果、粒径の増加にともなって、液体の流動が盛んになり、燃え広がり速度が増加することが示された。予測された燃え広がり速度の挙動は、実験結果と一致している。また、燃え広がり速度は液体の流動と密接な関係があることが示され、粒径が大きい場合の燃え広がり機構を対流伝熱の点から説明することができた。さらに、液体の流動の支配的な駆動力についても検討を行なった。浮力あるいは表面張力の温度係数を変化させた計算を行なった結果、浮力は燃え広がり速度および液体の流れ場にほとんど影響を及ぼさないことがわかった。一方、表面張力が燃え広がり速度および液体の流れ場に及ぼす影響が大きいことが示された。これらの結果から、液体の流動の主な駆動力は粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差であることがわかった。

粒径が小さい場合は、液体が粒子から受ける抵抗力が大きいので、粒子層内の熱移動は伝導によるものが支配的である。このような場合、粒子層内における液体の乾燥が重要である。また、毛管現象による液体の移動を無視できない。そこで、粒径が小さい場合のモデルでは、粒子層内での液体の乾燥および毛管現象による液体の移動を考慮した。

粒径が小さい場合に関して、予備的な検討として、粒子層内の乾燥が燃え広がり速度に及ぼす影響、および粒子層内の乾燥を決定する支配的な要因について考察した。その結果、乾燥領域の大きさの増加にしたがって燃え広がり速度が減少すること、および二相領域の大きさの増加に伴い燃え広がり速度が増加することが示された。高温な二相領域が大きくなることにより、火災前方への

熱移動が促進され、燃え拡がり速度が増加すると考えられる。また、粒径の増加にしたがって、乾燥領域の大きさは増加し、二相領域の大きさは減少することが示された。これらのモデルで予測される温度分布は実験結果とよく一致し、粒径が小さい場合は伝導伝熱が支配的であることが確認された。これらの検討に続いて、非定常モデルを構築し、燃え拡がり速度の予測を行なった。予測された燃え拡がり速度は、粒径の増加にしたがって減少し、この挙動は実験結果と一致した。これらの検討から、粒径が小さい場合の燃え拡がり速度の変化は、粒子層の乾燥による温度上昇に起因する伝導伝熱量の増加を考慮することにより説明できることがわかった。

以上のように、粒径が大きい場合は対流伝熱が重要であり、粒径が小さい場合は伝導伝熱が重要であることを示すことができた。さらに、燃え拡がり速度が最小となる粒径の見積もりも行なった。粒径が小さい場合および大きい場合のモデルによる検討結果から、粒径が小さい場合は伝導伝熱が支配的であり、粒径が大きい場合は対流伝熱が支配的であることがわかったため、燃え拡がり速度が最小となる粒径においては、伝導伝熱および対流伝熱の効果が同程度であると考えることができる。この考えに基づいて、燃え拡がり速度が最小となる粒径が、液体の粘性係数および粒子層の熱伝導率などの物性値を用いて算出できることを示した。燃え拡がり速度が最小となる粒径は、粒径が大きい場合および小さい場合のモデルの適用限界にも相当している。

以上のように、本研究では、非常に複雑な現象である、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がり現象を適切にモデル化することができた。構築したモデルを用いて、粒径が小さい場合および大きい場合のそれぞれに対して、現象を支配する要因を明らかにし、燃え拡がり機構を解明することができた。また、各モデルの適用範囲および予測誤差についても詳細に検討した。

要 旨

1. まえがき

可燃性液体が漏洩すると、周囲の多孔質固体に浸潤することが多い。このとき、何らかの原因により着火が起こると、火炎は、可燃性液体が浸潤した多孔質固体に沿って燃え広がる。そして、この可燃性液体が浸潤した多孔質固体に沿った燃え広がり機構は、液体燃料に沿った燃え広がりおよび固体燃料に沿った燃え広がりとは大きく異なる。したがって、この場合の燃え広がり機構を解明し、火災の被害を最小限に抑えるための知見を得ることが重要である。

多孔質固体に浸潤した可燃性液体に沿った燃え広がり機構について知見を得るため、これまでにいくつかの実験的研究が行われてきた。これらの実験では、主に、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え広がりが研究対象とされ、燃え広がり速度と粒径の関係などが調べられてきた。その結果、可燃性液体の引火温度が初期温度よりも低い場合、燃え広がり速度が最小となる粒径が存在することが明らかにされた。即ち、粒径が比較的小さい場合は、粒径の増加にしたがって燃え広がり速度が減少するのに対して、粒径が比較的大きい場合は、粒径の増加とともに燃え広がり速度が増加する。この、燃え広がり速度が最小となる粒径が存

在するという実験結果は、安全工学上、重要な意味を持つ。しかしながら、粒子層内における液体の挙動が非常に複雑であるため、この現象を理論的に取り扱った研究がほとんどされていない。したがって、燃え拡がり機構には不明な点が多く残されており、燃え拡がり速度の定性的な予測さえ達成されていない。

本研究では、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡がり現象を適切にモデル化し、この現象の理論解析を行った。本研究で構築されたモデルにより得られた結果から燃え拡がり機構を詳細に検討し、また、燃え拡がり速度の理論予測を試みた。

2. 理論解析の方法

液体の引火温度が初期温度よりも高い場合、火炎が燃え拡がるためには、火炎前方の液体への熱移動が不可欠である。この熱移動は主に粒子層内を通して起こるとされている。したがって、この粒子層内の熱移動過程を詳細に検討する必要がある。

粒子層内の熱移動は、伝導伝熱および対流伝熱により起こる。浮力および粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差により、粒子層中で液体が流動する。したがって、粒子層内における対流伝熱を検討する場合、これらの対流を考慮しなければならない。一方、伝導伝熱は、粒子層内における液体の乾燥の影響を受ける。これは、蒸気の熱伝導率が液体の十分の一程度であること、および乾燥領域の温度が液体の沸点よりも高くなり得ることが原因である。また、粒子層内にはっきりとした液面が存在するのではなく、空隙に液体と蒸気が共存するような領域が形成される。このような場合、毛管現象による液体の移動も考慮する必要がある。

本研究では、これらの対流伝熱および伝導伝熱の効果に粒径依存性があることに着目し、粒径が小さい場合および大きい場合に分類してモデルを構築した。液体が粒子から受ける抵抗力は、粒径の増加にともなって減少する。したがって、粒径が大きい場合は対流伝熱の影響が大きく、逆に、粒径が小さい場合は伝導伝熱の影響が大きいと考えられる。そこで、粒径が大きい場合のモデルでは、浮力

および表面張力差に起因する液体の流動の影響を考慮した。一方、粒径が小さい場合のモデルでは、粒子層の乾燥および毛管現象の影響を考慮した。

3. 粒径が大きい場合のモデル

粒径が大きい場合のモデルでは、浮力および表面張力差による液体の流動を考慮した。一方、液体の乾燥による液面の後退および毛管現象の影響は無視した。また、この現象では、粒子層内の現象が重要であるため、気相では流れ場に一樣流を仮定し、基礎方程式の単純化を行った。これらの仮定に基づいた気相および粒子層の非定常基礎方程式を適切な境界条件のもとに解き、数値解を得た。図 1 に代表的な計算結果を示す。また、火炎先端位置の移動速度から燃え拡がり速度を求めた結果、粒径の増加にともない燃え拡がり速度が増加する傾向が予測された。この傾向は、実験結果と一致している。また、気相の流速を適切に与えると、燃え拡がり速度の予測値が実験結果と良く一致することが示された。

粒子層内では、渦を伴った流れが予測された(図 1(c))。この流れにより、火炎から供給された熱が、前方の液体へと移動する。粒径の増加とともに、この渦の大きさも増加することが示された。これは、粒径の増加にしたがって、液体が粒子から受ける抵抗力が減少するためである。粒径の増加にしたがって液体の流動が盛んになった結果、粒子層内の対流

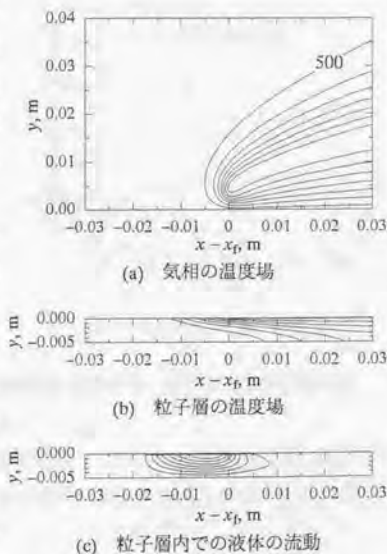


図 1 計算結果

伝熱量が増加し、燃え拡がり速度が増大する。

本モデルにより、液体の流動の主な駆動力に関しても検討を行なった。浮力および表面張力の温度係数を変化させて計算を行なった結果、浮力が燃え拡がり速度および液体の流動に及ぼす影響は非常に小さいことがわかった(図2)。また、表面張力が燃え拡がり速度および液体の流動に及ぼす影響が大きいことが示され、液体の流動の主な駆動力が粒子層表面の温度勾配に起因する表面張力差であることがわかった。

4. 粒径が小さい場合のモデル

粒径が小さい場合のモデルでは、粒子層内での液体の乾燥および毛管現象による液体の移動を考慮した。本研究では、粒子層の乾燥状態を表現するために、液体含有率という変数を導入した。一方、浮力および表面張力差に起因する、液体の流動の影響は無視した。

粒子層内での乾燥は非常に複雑な現象である。したがって、粒径が大きい場合と同様な非定常モデルによる燃え拡がり速度の予測を行う前に、定常モデルによる予備的な検討を行った。

まず、粒子層内の単純な熱収支式から、乾燥の様子が燃え拡がり速度に及ぼす影響を検討した。このモデルでは、粒子層内での乾燥を表すため、粒子層を三つ

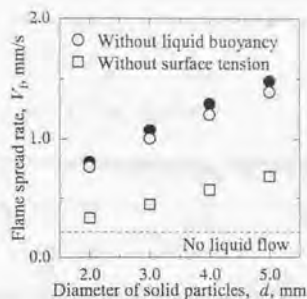


図2 燃え拡がり速度に及ぼす浮力および表面張力の影響

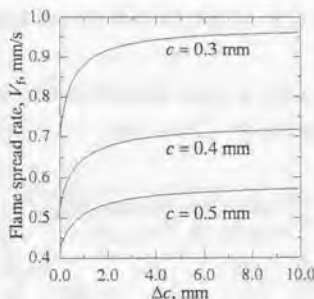


図3 粒子層の乾燥の影響

の領域に分類した。即ち、乾燥領域、二相領域（液体および蒸気が共存する領域）、および液体で満たされた領域である。図 3 に、このモデルから導かれる、燃え拡がり速度 V_f と乾燥領域の厚さ c および二相領域の厚さ Δc の関係を示す。この図から、乾燥領域の厚さ

の増加にしたがって燃え拡がり速度が減少することがわかる。一方、二相領域の厚さの増加とともに、燃え拡がり速度が増加する。また、このモデルにより予測される温度分布は実験結果とよく一致し、粒径が小さい場合は粒子層内の伝導伝熱が支配的であることが確認された。

次に、粒子層内における液体および蒸気の分布の様子を詳細に検討するために、粒子層内での液体含有率を求めるモデルを構築した。このモデルは、気相の影響を無視した定常モデルである。このモデルにより予測された、粒子層内の液体含有率分布を図 4 に示す。図 4 より、粒径の増加にしたがって、乾燥領域の大きさは増加し、二相領域の大きさが減少することがわかる。また、このモデルにより、液体含有率分布は粒径の変化に強く依存し、毛管現象が液体含有率分布を決定する支配要因であることが示された。

最後に、気相の影響を考慮した非定常モデルを用いて、燃え拡がり速度の

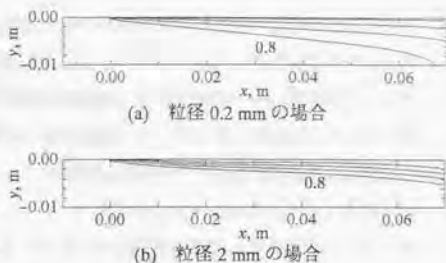


図 4 粒子層内の液体含有率分布

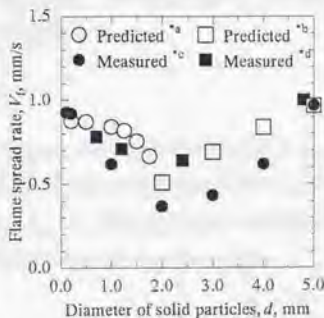


図 5 燃え拡がり速度の予測結果

- *a 粒径が小さい場合のモデル
- *b 粒径が大きい場合のモデル
- *c, *d これまでの実験結果

予測を行った。粒子層のモデルには、先の定常モデルで構築したものを用いた。気相のモデルは、粒径が大きい場合と同じものを用いた。この非定常モデルにより、粒径の増加にしたがって燃え拡がり速度が減少するという、実験結果と一致した予測結果が得られた。粒径が小さくなるにしたがって、高温な二相領域が燃え拡がりの方向に広がってゆき、その結果、火炎前方の領域への伝導伝熱量が増大し、燃え拡がり速度が増大する。また、粒径が大きい場合のモデルと同様に気相流速を与えた場合、予測された燃え拡がり速度は実験による測定値とよく一致した。本研究で構築されたモデルにより予測される燃え拡がり速度および実験により測定された燃え拡がり速度を図5に示す。

5. 燃え拡がり速度が最小となる粒径

本研究では、燃え拡がり速度が最小となる粒径の見積もりを行った。

これまでの検討結果から、粒径が小さい場合は粒子層内の伝導伝熱が重要であり、粒径が大きい場合は粒子層内の対流伝熱が重要であることがわかった。したがって、燃え拡がり速度が最小となる粒径においては、伝導による熱移動量および対流による熱移動量が同程度であると考えられる。この考えに基づき、燃え拡がり速度が最小となる粒径 d_{\min} を以下の式で表すことができた。

$$d_{\min} \approx \sqrt{\frac{\lambda_p}{(\rho c)_p V_f} \frac{150(1-\varepsilon)^2 \lambda_g \mu_i}{\varepsilon^3 \rho_l c_l (T_b - T_0) \sigma_T}}$$

この式を用いて、 d_{\min} を見積もることができる。この式により見積もられる d_{\min} は、実験結果とほぼ一致した。この式により、粒子および液体の物性値が d_{\min} に及ぼす影響も見積もることができる。また、 d_{\min} は、本研究で構築した粒径が小さい場合および大きい場合の各モデルの適用限界に相当すると考えられる。

6. まとめ

本研究では、粒子層に浸潤した可燃性液体表面に沿った燃え拡がり現象について理論検討および数値計算により調べた。粒径が小さい場合および大きい場合のそれぞれに対してモデルを構築し、粒子層に浸潤した可燃性液体に沿った燃え拡

がりの解析を行なった。これらのモデルにより予測された燃え拡がり速度は、実験により測定された結果とほぼ一致した。

粒径が大きい場合は、粒子層内の対流伝熱が重要である。粒径の増加に伴い、液体が粒子から受ける抵抗力が減少する。したがって、粒径の増加とともに粒子層内での液体の流動が盛んになり、対流伝熱量が増大する。このため、粒径の増加とともに燃え拡がり速度が増大する。

粒径が小さい場合は、粒子層内の伝導伝熱が重要である。粒径が小さくなると、液体と蒸気が共存する高温の領域が燃え拡がりの方向に広がってゆき、その結果、火炎前方の領域への伝導伝熱量が増大する。したがって、粒径が小さくなるにしたがって、燃え拡がり速度が増大する。

以上のように、本研究では、燃え拡がり速度が最小値となる粒径を境として、燃え拡がり速度の粒径依存性が変化する様子を計算することができた。また、燃え拡がり速度が最小値となる粒径を粒子および液体の物性値を用いて見積もることができた。

謝辞

本論文は、筆者が東京大学大学院工学系研究科化学システム工学専攻の博士課程に在籍中に行われた研究をまとめたものである。本研究をすすめるにあたり、多くの方々から指導、援助をいただいた。謹んで謝意を表したい。

出来の悪い学生である筆者を指導してくださった、平野敏右先生、土橋律先生には、いくら感謝しても感謝が足りないくらいでございます。両先生には、研究に関する御指導、御助言は言うに及ばず、研究者としての心構えから日常生活に関することまで、様々なアドバイスをいただきました。本当にありがとうございました。

広島大学の石塚悟先生、消防研究所の鶴田俊先生には、厳しくも的確な御助言をいただきました。長岡技術科学大学の鈴木正太郎先生には、研究に関する御指導のみならず、学生生活・研究生生活の様々なことに関するアドバイスまでいただきました。また、長岡高専の石田博樹先生には、研究に関して多くの御助言をいただきました。筆者がなんとか本研究を終えることができたのも、これらの方々の御指導があつてのことだと肝に銘じております。

研究室の秘書の武田春美さんをはじめとして、先輩の方々、同級生、後輩の皆様にも大変お世話になりました。筆者が充実した研究室生活を過ごすことができたのも、皆様のおかげでございます。

ドイツ銀行の井ノ口直子さんには、筆者の下手くそな英語を根気良く添削していただきました。ありがとうございました。

最後に、あらゆる点において筆者の研究に協力してくれ、心の支えとなってくれた妻の玲子に感謝いたします。

2000年2月

桑名一徳

