

可燃性固体の燃え拡がりに対するモデルの検討*

山 本 和 弘*¹

A Study for Model of Flame Spread over Solid Fuel

Kazuhiro YAMAMOTO*²*² Mechanical Engineering, Toyohashi University of Technology,
1-1 Hibarigaoka, Tempaku-cho, Toyohashi-shi, Aichi, 441-8580 Japan

In this study, the model for flame spread over solid fuel is investigated. To re-examine the analytical solution by de Ris, our experimental data on flame temperature and flame spread rate are used, which were obtained by the measurements of downward flame spread over filter paper sheets in uniform ambient atmosphere diluted with either N₂ or CO₂. In the analytical models, the assumption has been usually adopted that the reaction rate is infinite and steady state is achieved. Then, in our previous experiments, oxygen concentration was reduced at elevated temperature up to 150°C to confirm the limitation of analytical solution. Results show that, when the oxygen concentration is relatively high, the agreement of flame spread rates of analytical solution and experimental data is observed. However, decrease of the oxygen concentration reduces the flame temperature, and makes the flame spread unstable at some points. In this case, the analytical model can not predict the flame spread. This is explained by the fact that the assumptions for infinite reaction rate and steady solution are invalid.

Key Words: Flame Spread, Solid Fuel, Diffusion Combustion, Heat Conduction, Stability

1. 緒 論

可燃性固体上を伝ばする火炎の燃え拡がりの問題は、古くから実験と理論により検討されている^{(1)~(7)}。特に試料にろ紙やPMMAなどを用いた研究は数多く存在し、火災時の火炎の燃え拡がりに対する基礎的知見が多く得られている。著者らも試料に厚さと密度の異なる5種類のろ紙を用い、周囲温度と酸素濃度を変化させたときの鉛直下方への燃え拡がりについて検討してきた⁽⁸⁾。また、気相の温度測定を行って火炎温度を求め、予熱領域に流入する熱量と燃え拡がり速度との関係を調べることにより、消炎付近の火炎挙動について考察を行った⁽⁹⁾。その結果、(1)周囲温度を増加させると火炎の燃え拡がり速度は増加し、消炎時の酸素濃度も減少する、(2)二酸化炭素と窒素のいずれの場合でも、希釈して酸素濃度を減少させると燃え拡がり速度は低下するが、希釈の影響は二酸化炭素のほうが大きい、(3)酸素濃度の低下により予熱領域に流入する熱量と火炎温度は低下する、などのことが明らか

となっている。

火炎の燃え拡がりには、まず火炎からの熱流入により可燃性の熱分解ガスが放出されること、次にこの熱分解ガスが拡散により輸送された酸素と反応すること、その結果火炎伝ばが維持され、熱が再び試料に輸送されること、という機構が重要である。したがって、火炎温度と燃え拡がり速度には密接な関係があることが容易に推察される。de Risは、火炎伝ばを理論的に検討し、燃え拡がり速度の予測式を提案した⁽¹⁾。またWichmanら⁽¹⁰⁾およびDelichatsios⁽¹¹⁾は、de Risが提案した式を再検討して、一部修正したモデルを報告した。しかし、この修正された式は、実験結果をもとに詳細に検討されていない。特に、その適用範囲については不明のままである。

そこで本研究では、これまでに提案されている理論式について再検討した。また、酸素濃度および周囲温度を変化させた燃え拡がり速度の実験データと比較することにより、その妥当性を調べた。

2. 燃え拡がりの理論

2.1 問題の定式化 ここではまず、de Risらにより検討された可燃性固体の燃え拡がりの解析方法を参考に、問題の定式化について説明する。ただし、最

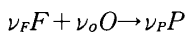
* 原稿受付 2002年4月22日。

*¹ 正員、豊橋技術科学大学工学部(〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。

E-mail: yamamoto@mech.tut.ac.jp

近では可燃性固体の燃え拡がりに対する直接数値が行われており、数値的に解を求めることが可能となっているが⁽¹²⁾⁽¹³⁾、今回は古典的な理論から導き出される実験式について検討した。de Ris は、可燃性固体上に拡散火炎が形成され、その火炎が対向する気流中を伝ばする場合を想定した。燃料の厚さを無視した熱的に薄い場合と半無限的な厚さをもつ燃料の熱的に厚い場合に対して解析が行われている。モデルでは、火炎が燃料層を加熱し、生じた燃料蒸気が空気中の酸素と反応して、火炎を維持するという過程を定式化している。問題を解析的に解くため、いくつかの仮定が採用されている。例えば、燃焼反応は気相のみで起こり、反応速度は無限大であるとしている。著者らの実験では試料が熱的に薄い場合に相当するため、今回は de Ris の熱的に薄い場合の解析を参考にする。この場合、火炎先端の熱・物質輸送に着目して、拡散火炎に対する Schvab-Zel'dovich の理論をもとに解を求めることができる⁽¹⁴⁾。

図1に可燃性固体上を燃え拡がる火炎の模式図と座標系を示す。火炎は燃え拡がり速度 V で対向する気流中(図では空気としている)を伝ばする。座標軸の原点を火炎先端に設定することにより、定在している火炎の解析を行う。この場合、燃料層が火炎の燃え拡がり速度と等しい速度で移動していることになる。ここで、 x と y はそれぞれ燃料面に平行と垂直方向の座標である。以下のような一段総括反応が起こると仮定する。



ここで、 ν_i は量論係数である。この総括反応速度を ω_{ov} とし、この反応の発熱量を q とする。

通常、燃料層への熱移動は、気相と固相の2種類の経路が考えられるが、試料が薄い場合は固相を通しての熱輸送は無視される。燃料層の表面は断熱とし、厚さ方向に一定の温度分布をもつと仮定する。密度 ρ 、圧力 p 、熱伝導率 λ 、比熱 C_p 、拡散係数 D は一定であり、周囲(気流)の温度を T_0 、火炎温度を T_f 、燃料の気化温度を T_v とする。現象が定常であり放射の影響

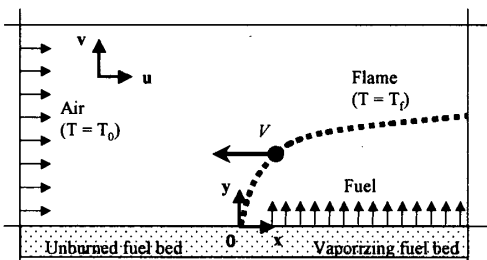


Fig. 1 Flame spread over solid fuel

を放射損失割合 χ により考慮すると、エネルギー保存式は以下ようになる。

$$\rho C_p u \partial T / \partial x = \lambda [\partial^2 T / \partial x^2 + \partial^2 T / \partial y^2] + \omega_{ov} q (1 - \chi) \dots \dots \dots (1)$$

化学種 i ($i = F, O, P$) の質量分率を Y_i とすると、各化学種に対する保存の式は、

$$\rho u \partial Y_i / \partial x = \rho D [\partial^2 Y_i / \partial x^2 + \partial^2 Y_i / \partial y^2] + \nu_i M_i \omega_{ov} \dots \dots \dots (2)$$

となる。Schvab-Zel'dovich の解法を参考に、温度、燃料濃度、酸素濃度の各保存式における生成項を消去する。まず、次のような結合関数 α_1 を考える。

$$\alpha_1(x, y) = [C_p(T - T_0)/L] + [(Y_O - Y_{O,0}) \times q(1 - \chi)/(M_O \nu_O L)] \dots \dots \dots (3)$$

L は燃料の気化熱とし、 $Y_{O,0}$ は対向する気流中の酸素質量分率である。ルイス数 ($\lambda/\rho C_p D$) を 1 とすると、エネルギー保存の式と酸素の保存式より、

$$(\rho C_p u / \lambda) \partial \alpha_1 / \partial x - \partial^2 \alpha_1 / \partial x^2 - \partial^2 \alpha_1 / \partial y^2 = 0; \text{ for } -\infty < x < \infty, y \geq 0 \dots \dots \dots (4)$$

同様に、燃料と酸素の保存式よりそれぞれ結合関数 α_2 と式(6)が導出される。

$$\alpha_2(x, y) = [Y_F q(1 - \chi)/(M_F \nu_F L)] - [(Y_O - Y_{O,0}) q(1 - \chi)/(M_O \nu_O L)] \dots \dots \dots (5)$$

$$(\rho C_p u / \lambda) \partial \alpha_2 / \partial x - \partial^2 \alpha_2 / \partial x^2 - \partial^2 \alpha_2 / \partial y^2 = 0; \text{ for } -\infty < x < \infty, y \geq 0; \dots \dots \dots (6)$$

以上により、もとの保存式(1)、(2)中に存在していた生成項を含まない結合関数 α_1, α_2 の式が得られた。

2.2 境界条件および解析解

次に、温度分布と濃度分布を決定するため、境界条件を設定して各結合関数 α_1, α_2 の式の解を求める。反応速度が無限大であり火炎面の厚さが零である場合、火炎の左(右)で燃料蒸気(酸素)がないことから、以下のような境界条件が得られる。

$$\alpha_1, \alpha_2 \rightarrow 0 \quad y \rightarrow \infty \text{ or } x \rightarrow -\infty \dots \dots \dots (7)$$

火炎近傍では、未燃の燃料層への熱輸送が熱伝導のみで起こるとすれば、

$$\rho_w C_{pw} \tau V \partial T / \partial x = \lambda \partial T / \partial y; \text{ for } x \leq 0, y = 0_+$$

ここで、 ρ_w, C_{pw}, τ はそれぞれ燃料層の密度、比熱、厚さ(薄い紙の場合は、試料両面の対称性を考慮すると τ は厚さの半分)である。火炎の前方すなわち $x < 0$ の範囲では、燃料層の表面に燃料蒸気が存在せず、燃料層をよぎる物質輸送がないため、以下の式が成り立つ。

$$b \partial (\alpha_1 + \alpha_2) / \partial x = \partial \alpha_1 / \partial y; \text{ for } x \leq 0, y = 0_+ \dots \dots \dots (8)$$

$$\partial \alpha_2 / \partial y = 0; \text{ for } x \leq 0, y = 0_+ \dots \dots \dots (9)$$

ただし、 b は以下のような無次元数であり、この値を解析的に求めることにより燃え拡がり速度を得る。

$$b = \rho_w C_{pw} \tau V / \lambda \dots\dots\dots (10)$$

燃料が蒸発している層に沿っては、酸素の質量分率が零であることから、

$$\alpha_1 = [C_p(T_v - T_0)/L] - [Y_{O_2} q / (M_{O_2} \nu_o L)] \\ = -B; \text{ for } x \geq 0; y = 0_+; \dots\dots\dots (11)$$

また、燃料の質量流束 m_F と熱伝導による熱流束との間には以下の関係が成り立つとする。

$$m_F = (\lambda/L) \partial T / \partial y; \text{ for } x \geq 0, y = 0_+ \dots\dots (12)$$

この質量流束 m_F は、対流により輸送される量と拡散する量に等しいので、

$$m_F = m_F Y_F - \rho D \partial Y_F / \partial y; \text{ for } x \geq 0, y = 0_+$$

de Ris は、上記の拡散項を $B/\ln(1+B)$ 倍だけ増加させることにより対流項と拡散項をまとめた。

$$m_F = -[B/\ln(1+B)] \rho D \partial Y_F / \partial y; \\ \text{ for } x \geq 0, y = 0_+ \dots\dots\dots (13)$$

$x > 0$ の領域には酸素が存在しないことに注意すると、式(3)、(5)、(12)、(13)から、

$$\partial \alpha_2 / \partial y = -K \partial \alpha_1 / \partial y; \text{ for } x \geq 0, y = 0_+ \dots\dots (14)$$

ここで、 $K = [B/\ln(1+B)]^{-1} q / (M_F \nu_F L)$ とする。

以上により、 α_1, α_2 の方程式(4)、(6)を、無限遠方の(7)、未燃の燃料層表面の(8)、(9)燃料の気化領域の(11)、(14)の境界条件で解く。解法については de Ris の文献に詳しく説明されているのでその詳細は省略するが、de Ris は、火炎の形状を近似することにより、無次元数 b の値を得た。

$$\rho_w C_{pw} \tau V / \lambda \cong b \cong A(T_f - T_v) / (T_v - T_0) \dots (15)$$

ここで、 T_f は以下で与えられる火炎温度である。

$$T_f = T_v + (BL/C_p)(1 - 1/K) - (T_v - T_0) \dots (16)$$

式(15)を変形すると、

$$\rho_w C_{pw} \tau V (T_v - T_0) \cong A \lambda (T_f - T_v) \dots\dots\dots (17)$$

左辺は燃料層の温度を気化温度(T_v)まで上昇させるのに必要な熱量であり、右辺は熱伝導で火炎から気相を通して燃料層に輸送される熱量である。de Ris は A の値を $\sqrt{2}$ であるとしたが、その後この値について再検討された。Wichman らは、反応速度が大きくダムケラー数が無限大の場合は A が 0.8 に漸近することを報告した⁽¹⁰⁾。また Delichatsios は理論的な解析により、 A の値が $\pi/4$ になると結論付けた⁽¹¹⁾。

そこで本研究でも、式(17)の関係を実験データをもとに調べ、 A の値を見積もることにした。また、この理論式をもとに予測される燃え拡がり速度の値を、周囲温度および酸素濃度を変えて得た実験値と比較することにより、その妥当性について検討した。これまで

Table 1 Properties of filter paper sheets

Sample No.	δ mm	ρ mg/cm ³	$\rho \delta$ g/m ²
A	0.18	480	87
B	0.12	800	96
C	0.23	490	113
D	0.26	460	125
E	0.25	560	140

の実験で用いた試料の特性を表1に示す⁽⁸⁾。 δ と ρ はそれぞれ紙の厚さと密度であり、これら5種類の試料が熱的に薄い範囲内にあることを確認している。今回は文献(9)で測定した試料 B, E の火炎温度と燃え拡がり速度をもとに解析を行った。

3. 解析結果

3・1 理論式のパラメータの同定 本実験で用いた装置は、予熱器、整流装置(風洞)、燃焼ダクトからなる。前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾ですでに説明しているのでその詳細は省略するが、燃焼実験を風洞により整流した燃焼ダクト内で行うことにより、対向する混合気の流速、温度、組成を均一に変化させることができる。燃焼ダクトの寸法は、長さが 200 mm、断面は 80 mm × 80 mm であり、燃え拡がりのようすを観察するために一部を石英ガラスとしている。

このとき得られる結果の一例として、周囲温度を室温から 150°C まで変化させたときの鉛直下方への燃え拡がり速度の結果を図2に示す。希釈剤は添加せず、対向流は空気とした。これによると、周囲温度が上昇するにつれ、燃え拡がり速度が単調に増加していることがわかる。式(17)によれば、周囲温度を増加させることにより、(1)気化温度(熱分解温度)まで上昇させるのに必要な熱量が小さくすむ、(2)火炎温度が増加することで未燃領域に流入する熱量が増加する、の要因で燃え拡がり速度が増加したことが推察される。そこでまず、図2の結果を用いて式(17)の定数 A の値を以下により算出した。

$$A = \frac{\rho_w C_{pw} \tau V (T_v - T_0)}{\lambda (T_f - T_v)} = \frac{\rho_w C_{pw} \delta V (T_v - T_0)}{2 \lambda (T_f - T_v)} \dots\dots\dots (18)$$

ただし、 T_f は熱電対により得られた測定値を用い、 T_v は 345°C、試料の比熱 C_{pw} は 1.2 J/(g・K) とした⁽³⁾。また Wichman らの解析⁽¹⁰⁾を参考に、熱伝導率は周囲温度と火炎温度の平均値 $T_M = [(T_f + T_0)/2]$ のときの空気の物性値を文献(15)から求めた。その結果

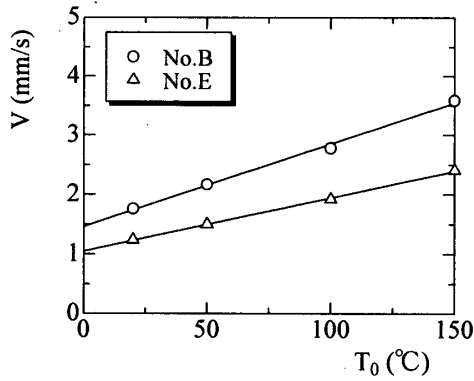


Fig. 2 Variations of flame spread rate with initial temperature

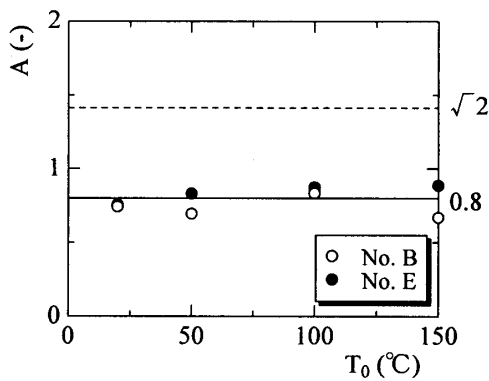


Fig. 3 Variations of A parameter with temperature

を図3に示す。これによると、周囲温度を変化させてもAの値は約0.8とほぼ一定であった。したがって、Wichmanらが提案した0.8、あるいはDelichatsiosの理論解析値である $\pi/4$ にほぼ等しくなり、de Risの $\sqrt{2}$ とは大きく異なることがわかった。以上により、理論式(17)の妥当性が実験により確認できた。

3・2 理論式の適用範囲の検討 次に、周囲条件を変化させた場合について検討した。図4は周囲温度が150°Cのときに、窒素と二酸化炭素の2種類の希釈剤を用いて、対向する空気の酸素濃度を变化させたときの火炎温度と燃え拡がり速度の関係を調べた結果である。図4から、いずれの希釈剤を用いた場合でも火炎温度と燃え拡がり速度の間にはほぼ直線的な関係が成り立つことがわかる。このことは、定性的には理論式により説明できる。すなわち、希釈剤を添加することで酸素濃度が低下し、火炎温度が低下することで燃え拡がり速度が減少することになったものと思われる。

そこで、式(17)においてAの値を0.8とし、理論式により予測される燃え拡がり速度と測定結果を比較し

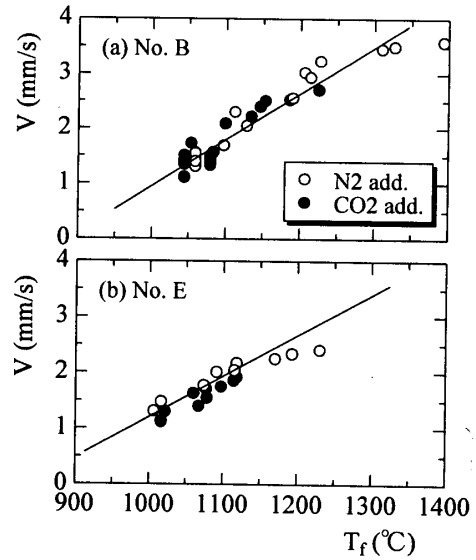


Fig. 4 Flame temperature and flame spread rate; $T_0=150^\circ\text{C}$

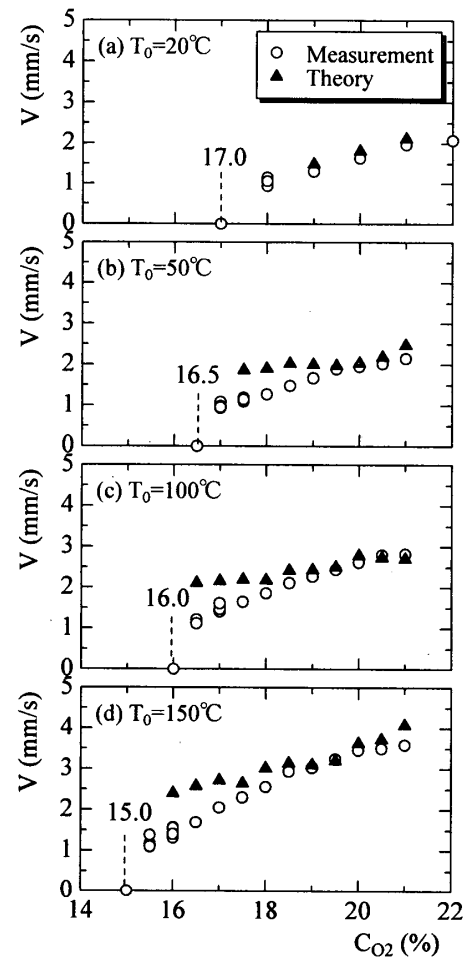


Fig. 5 Variations of flame spread rate with oxygen concentration by N_2 addition; No. B

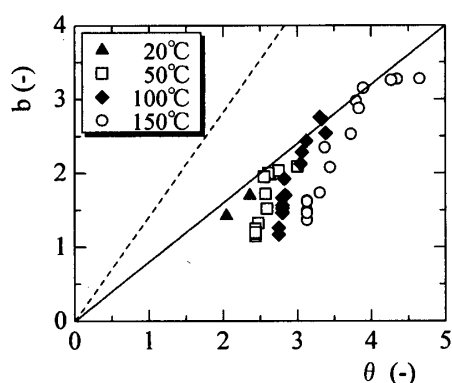


Fig. 6 Variations of b parameter with nondimensional temperature

た。周囲温度を室温から 150°Cまで変化させ、窒素で希釈した場合の結果を図5に示す。また図5の点線で示した値は、燃え拡がり限界での酸素濃度を示している。

$$V = \frac{0.8\lambda(T_f - T_v)}{\rho_w C_{pw}\tau(T_v - T_0)} \quad (19)$$

その結果、この式で予測される燃え拡がり速度は、酸素濃度が比較的高い場合は実験結果とよく一致するが、ある程度酸素濃度が低下すると、実際の測定値は予測値よりも小さくなることがわかった。

この結果をさらに検討するため、式(10)で表される b の値を実験から求め、次のような無次元火炎温度 θ に対してプロットした。

$$\theta = \frac{T_f - T_v}{T_v - T_0} \quad (20)$$

すでに説明したように、無次元量 b を解析的に求めることで、燃え拡がり速度が式(17)により予測される。式(15)によれば、 b の値は無次元温度 θ と比例関係にあり、その傾きが A となるはずである。図5で得られた結果をもとに、 b を θ に対して求めた結果を図6に示す。また傾きが 0.8 の場合と $\sqrt{2}$ の場合を、それぞれ直線と点線で示す。

これによると、やはり傾きが 0.8 の直線に乗るのは酸素濃度が比較的高い場合のみであり、酸素濃度が低下するにつれ理論から予測される関係からずれることがわかった。

4. 考 察

以上により、これまでに提案されている理論式と実験結果を比較することにより、モデルの妥当性を調べた。その結果、式(17)における定数 A の値が Wichman らと Delichatsios が報告した値である約 0.8 に近いことが確認され、酸素濃度が比較的高い範囲にお

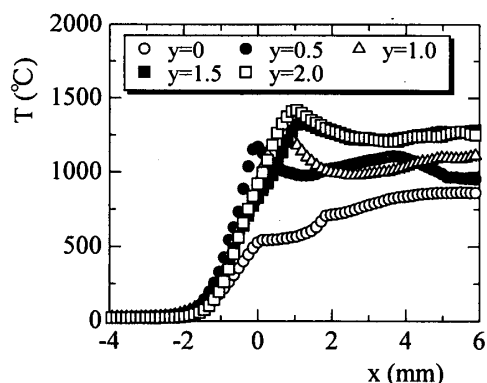


Fig. 7 Measured temperature by thermocouples; $T_0 = 20^\circ\text{C}$, No. E

いては、理論式により燃え拡がり速度が非常によく予測されることがわかった。ここで、式(17)について再度検討を行う。

この式は、燃料層を気化温度まで上昇させるのに必要な熱量と、火炎からおもに熱伝導により予熱領域に流入する熱量が等しいことを意味している。ただし、熱伝導により流入する熱量は、火炎温度と熱分解温度の差に比例するとし、定数 A を用いてその熱量を近似している。定数 A の値を 0.8 とすれば火炎の燃え拡がり速度を予測するかなりよい近似となることが、図3および図5の結果を見ても明らかである。そこでまず、実際に温度測定を行い、熱伝導により流入する熱量を見積もることにした。

温度測定には直径 50 μm の熱電対を用いた。図7に周囲温度 20°C、試料 E において希釈を行わなかった場合に得られた温度変化を示す。試料表面からの距離 y [mm] の位置に熱電対を設置し、得られた電圧の時間変化を温度に変換した。また、あらかじめ試料表面の変色位置(熱分解位置にほぼ相当)が熱電対を通過する時間を求めておくことにより、燃え拡がり速度を用いて変色開始位置を原点とした座標に変換した。ここで、 x [mm] は鉛直上方を正とし、負の領域が対向流の上流側に相当する。これによると、 $y=0$ mm に位置する表面温度は $x=-2$ mm で上昇し始め、 $x=0$ mm でいったん変化しなくなり、再び増加した。試料の気化温度を 345°C とすれば、 $x=-2$ mm から 0 mm 前後に予熱領域が存在し、それより下流に熱分解ガスが発生している領域が存在するものと思われる。Sato らによれば⁽¹⁶⁾、この温度変化があまりない領域は、熱分解領域にほぼ相当することが指摘されており、本研究でも $x=0$ mm から 1.5 mm の領域で熱分解ガスが発生しているものと思われる。また、試料表面から異なる高さにおいては、温度履歴が異なることがわ

かった。

この結果をもとに、以下の式で試料の予熱領域に流入する熱量 Q を求めた。

$$Q = \int_{x_0}^{x_1} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w dx \dots\dots\dots (21)$$

ここで添字の w は試料表面の値を表し、 x_0, x_1 はそれぞれ、温度が上昇し始める位置と温度が燃料の気化温度である 345°C になるときの位置である。また、熱伝導率は空気の値とした。Hirano らは直接熱量 Q を測定するのではなく、試料表面での熱収支の式から予熱領域に流入する熱量を見積もっている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。おそらく従来の測定系では、温度の時系列データや表面の温度こう配を正確に求めることが難しかったためであると思われる。また、それほど大きな温度変化がなければ、熱伝導率を一定と仮定することも可能であると思われる。そこで、以下の三つのケースに対して Q の値を求めることにした。

Case 1: 温度こう配は直線近似, λ は温度の関数

Case 2: 温度こう配は直線近似, λ 一定(室温の値)

Case 3: 温度こう配は放物線近似, λ は温度の関数

ここで、直線近似とは表面の温度こう配を $y=0$ mm と 0.5 mm 間の温度で一次近似した場合であり、放物線近似とは $y=0, 0.5, 1.0$ mm の3点の温度をもとに二次曲線で表面の温度こう配を近似した場合である。まず、上記の二つの近似で得られた温度こう配を比較した。その結果を図8に示す。これによると、直線近似した場合よりも放物線で近似した場合のほうが、温度こう配が大きくなっていることがわかった。

Case 1~3 について得られた Q の値をそれぞれ Q_1, Q_2, Q_3 とすると、図8で得られた温度こう配をもとにこれらの値を求めた結果、 $Q_1=0.583$ J/s, $Q_2=0.392$ J/s, $Q_3=0.971$ J/s となった。ちなみに、 $y=0, 0.5, 1.0, 1.5$ mm の4点で得られた温度をもとに三次曲線でも表面の温度こう配を近似した。その結果図8と

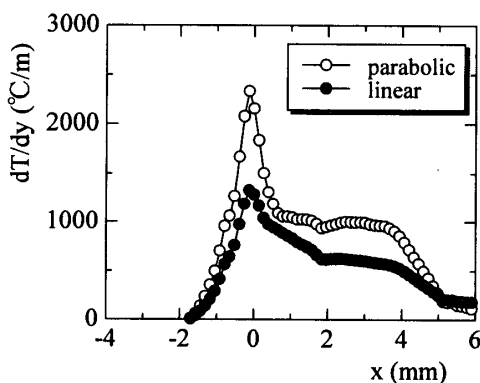


Fig. 8 Temperature gradient, $T_0=20^\circ\text{C}$, No. E

は大きく異なり、温度こう配が負になったり、温度こう配の変動が非常に大きくなったため Q の値は求めなかった。また、燃え拡がり速度をもとに式(17)の左辺で求めた熱量は 1.82 J/s であった。

以上の結果、熱伝導率を一定とすると計算される熱量はかなり小さく、また、表面の温度を放物線で近似したほうが、より大きな値となることがわかった。今回は、場に熱電対を挿入する接触測定で温度を求めているので、測定精度に関する詳細な検討はできないが、少なくとも直線で近似するのはかなり粗い近似であり、放物線で近似したほうが流入する熱量を正しく見積もっているものと思われる。ただし、その場合でも実験で見積もった値は、式(17)の左辺の熱量の約半分であることがわかった。したがって、熱伝導以外の要因、例えば火炎からのふく射などで熱が流入していることが推察された。

ただし、式(17)において熱伝導による熱流入量を、火炎温度と気化温度の差で近似しているものの、予測式と実験結果がよく一致する結果となった。したがって、定数 A を用いることで結果として熱流入量のよい近似式となっているといえる。ただし、理論式と実験結果がよく対応するのは酸素濃度が比較的高い場合であり、酸素濃度が低下するにつれ理論式が実験結果をうまく予測できなくなることが図5および図6により明らかとなった。そこで、この理由について検討する。

これまでの測定の結果、酸素濃度を低下させると燃え拡がりのようすが大きく変化することが明らかとなっており、希釈剤の種類によらず不安定な燃え拡がり観察された⁽⁸⁾⁽⁹⁾。すでに行った実験では、燃え拡がりを以下の三つ、すなわち領域 I: 安定に燃え拡がる領域、領域 II: 不安定に燃え拡がる領域、領域 III: 燃え拡がることのできない領域、に分類した。図9は周囲温度 150°C において、試料 B を用いた場合に、窒素および二酸化炭素で希釈した場合の燃え拡がり速度と火炎温度の結果を、酸素濃度に対してプロットしたものである。領域 I~III の範囲も同時に示した。これによると、希釈剤を添加して酸素濃度を低下させると、燃え拡がり速度は単調に減少した。やがて火炎の燃え拡がりが不安定になり、さらに酸素濃度を低下させると消炎するが、火炎温度も燃え拡がり速度に対応して単調に減少していることがわかった。

この不安定な燃え拡がりの現象は、すでに行われた数値計算でも確認されている⁽¹³⁾。したがって、式(17)の理論式が実験を予測できなくなった原因は、火炎の不安定挙動にあるものと思われる。すなわち、2章で

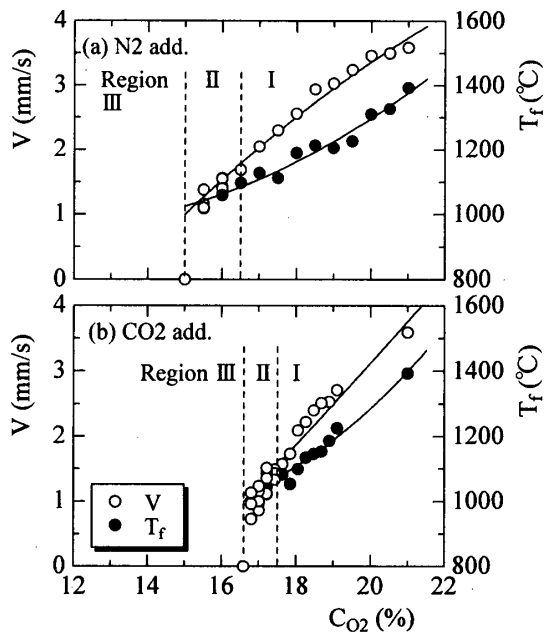


Fig. 9 Variations of flame spread rate and flame temperature with oxygen concentration; $T_0=150^\circ\text{C}$, No. B

展開してきた理論は、火炎の定常な燃え拡がりを前提としているため、不安定挙動が現れた時点で理論式が実験結果を正しく予測できないのは当然であると思われる。

そこで、図9の結果を図5と比較することにした。図5(d)が周囲温度 150°C のときの予測値と実験結果である。この図で実験結果が理論式からはずれる酸素濃度は18%程度であるが、図9によればこの条件ではまだ火炎が安定に燃え拡がっていた。また、周囲温度を変えた場合の結果も比較したが、同様に理論式からはずれる酸素濃度は、不安定挙動が現れる酸素濃度とは異なっていた。したがって酸素濃度が低い場合は、火炎が安定に燃え拡がっていても理論式が実験をうまく予測できていないことがわかった。

Wichman らによれば、理論式と実験結果がよく対応するのは、酸素濃度が高い場合、すなわち反応の特性時間が流れの特性時間より短く、ダムケラー数が十分大きい場合であることを指摘している。また、2章の理論解析でも説明したが、解析では反応速度が無限大であることを仮定して解析解を求めている。したがって、定常に火炎が燃え拡がっていても理論式が実験をうまく予測できなかったもう一つの理由は、反応速度無限大の仮定にあるものと思われる。すなわち、酸素濃度を低下させると反応速度が減少するため、この反応速度無限大の仮定が適用できなくなり、理論式と実験結果がずれてしまったものと思われる。

5. 結 論

本研究では、これまでに提案されている可燃性固体の燃え拡がりの理論を説明し、従来の理論の妥当性を実験結果をもとに再検討した。解析に用いた実験データは、試料に厚さと密度の異なる2種類のろ紙を用い、酸素濃度および周囲温度を変化させて測定した燃え拡がり速度と火炎温度である。その結果、以下のことが明らかとなった。

(1) これまでに提案されている燃え拡がり速度の理論式において、熱輸送量を決定する定数 A について調べた結果、対向する空気の色度を変化させても A の値はほぼ一定であり、約0.8となることが確認された。したがって、Wichman らの提案した値および Delichatsios の理論解析値にほぼ等しくなり、de Ris が用いた $\sqrt{2}$ とは大きく異なることがわかった。また、酸素濃度が比較的高い場合には、反応速度が無限大であることを仮定して求めた解析解と実験で測定される燃え拡がり速度がよく一致した。

(2) 予熱領域に熱伝導により流入する熱量と試料を気化温度まで上昇させるのに必要な熱量の釣合いを表す式(17)の妥当性を調べるため、予熱領域に流入する熱量を実験により見積もった。その結果、実験で求めた熱伝導による熱流入量は、試料を気化温度まで予熱するのに必要な熱量の半分程度であった。したがって、熱伝導以外の要因も考慮する必要があるが、適切なパラメータ A を用いることで、結果として理論式が実験結果によく対応する。

(3) 希釈剤に窒素と二酸化炭素のいずれを用いても、酸素濃度が低下するにつれ火炎温度は低下し、その結果燃え拡がり速度が減少する。同様のことが、理論式を用いて簡単に説明される。ただし、酸素濃度がかなり低い場合は、燃え拡がり速度の理論式と実験結果がずれることがわかった。これは、火炎の燃え拡がりが不安定になり、定常な燃え拡がりとは無限大の反応速度を仮定している理論解析が妥当ではなくなることを意味する。

文 献

- (1) de Ris, J. N., *Proc. 12th Symp. (Int.) Combust.*, (1969), 241-252.
- (2) Fernandez-Pello, A. C. and Williams, F. A., *Proc. 15th Symp. (Int.) Combust.*, (1975), 217-231.
- (3) Fernandez-Pello, A. C., Ray, S. R. and Glassman, I., *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, (1981), 579-589.
- (4) Hirano, T., Sato, K. and Tazawa, K., *Combust. Flame*, **26** (1976), 191-200.
- (5) Fernandez-Pello, A. C. and Hirano T., *Combust. Sci.*

- Technol.* **32** (1983), 1-31.
- (6) Di Blasi, C., *Combust. Flame*, **97** (1994), 225-239.
- (7) Suzuki, M., Dobashi, R. and Hirano, T., *Proc. 25th Symp. (Int.) Combust.*, (1994), 1439-1446.
- (8) 山本和弘・森幸一・小沼義昭, 機論, **68**-672 (2002), 2437-2443.
- (9) 山本和弘・森幸一・小沼義昭, 機論, **69**-680 (2003), 946-953.
- (10) Wichman, I. S. and Williams, F. A., *Combust. Sci. Technol.*, **33** (1983), 207-214.
- (11) Delichatsios, M. A., *Combust. Sci. Technol.*, **44** (1986), 257-267.
- (12) Mell, W. E. and Kashiwagi, T., *Proc. 27th Symp. (Int.) Combust.* (1998), 2635-2641.
- (13) Shih, Hsin-Yi and T'ien, J. S., *Proc. Combust. Inst.*, **28** (2000), 2777-2784.
- (14) Strehlow, R. A., *Combustion Fundamentals*, (1985), McGRAW-Hill.
- (15) 浅野康一, パソコンで解く化学工学, (1994), 丸善.
- (16) Sato, K., Suzuki, K., Sakai, Y. and Segal, S., *Fire Science and Technology—Proc. 2nd Asia-Oceania Symp.*, (1995), 161-171.
- (17) Hirano, T. and Sato, K., *Proc. 15th Symp. (Int.) Combust.*, (1975), 233-241.
- (18) Hirano, T. and Tazawa, K., *Combust. Flame*, **32** (1978), 95-105.