

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

## 微小重力下での被覆導線燃え広がり現象に与える火炎放射の影響

## Effects of Radiation Feedback on Flame Spread along Polymer-Insulated Wire in Microgravity

中村 祐二<sup>1\*</sup>・工藤 拓也<sup>2</sup>・伊東 弘行<sup>1</sup>・藤井 崇<sup>1</sup>・菊池 政雄<sup>3</sup>・藤田 修<sup>1</sup>NAKAMURA, Yuji<sup>1\*</sup>, KUDO, Takuya<sup>2</sup>, ITO, Hiroyuki<sup>1</sup>, FUJII, Takashi<sup>1</sup>, KIKUCHI, Masao<sup>3</sup>, and FUJITA, Osamu<sup>1</sup><sup>1</sup> 北海道大学大学院工学研究科 〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目  
Hokkaido University, N 13 W 8, Kita-ku, Sapporo 060-8628, Japan<sup>2</sup> 株式会社デンソー 〒448-8661 刈谷市昭和町1-1  
Denso Co. Ltd., 1-1, Showa-cho, Kariya 448-8661, Japan<sup>3</sup> 宇宙航空研究開発機構(JAXA) 〒305-8505 つくば市千現2丁目1-1  
Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), 1-1, Sengen 2 chome, Tsukuba 305-8505. Japan

2008年1月15日受付; 2008年3月17日受理/Received 15 January, 2008; Accepted 17 March, 2008

**Abstract** : Effects of radiation feedback on flame spread behavior along polymer-insulated wire in microgravity are investigated numerically. Polyethylene-insulated nickel-chrome (NiCr) wire is considered as the test sample since the experimental data of this sample are available. Time-dependent, 2-D heat and mass transport processes with one-step finite rate reaction model in gas phase as well as solid phase are numerically solved. Forced weak flow is given from one end of the domain and opposed flame spread mode is of interest in the present study. Radiation energy transport from the (sooty) flame to the unburned solid is modeled with the simplest way and parametric study are performed to elucidate the importance of radiative energy transfer on the precise prediction of the flame spread behavior. It turns out that flame spread behavior in near-quiet regime has strong sensitivity on the imposed radiation properties, suggesting that proper radiation model must be included for the precise prediction of the flame spread behavior in microgravity. In addition, our model predicts that 10 s (corresponding to the maximum microgravity duration brought by JAMIC) might be insufficient to achieve steady state in an ideal quiescent environment. To make further concern on the feasibility study of the numerical model, long-term microgravity test would be necessary.

**Key Words** : Polymer Combustion, Flame Spread, Fire, Microgravity, Radiation

## 1. 緒言

### 1.1. 宇宙における電線火災の危険性

宇宙開発を推進する上で、安全性の確保は必須である。宇宙船や宇宙基地などの人工物の閉鎖空間では、一旦災害が起きた際の対処が極めて難しい。そのため、事前に災害の可能性について正しく理解・予測し、それを阻止する対策を施すことが必要である。しばしば報じられた米国スペースシャトル計画の凍結[1]は、宇宙開発における安全確保を最優先事項とした典型的な例である。

慎重に扱われている問題ではあるものの、これまでに何も火災事故がなかったわけではない。人為的なミスから

自然発生的なものを含め、報告されているだけでも相当量に達する。これまでの災害報告において火災に関するものを選ぶと、機内の電子回路、すなわち配線や基板の過熱が主な要因であることを知る。例えば、スペースシャトル・ミッションにおけるオーバーヒートによる導線被覆材の溶融(STS-6)、配線の短絡(STS-28)、故障や不具合による電子部品のオーバーヒート(STS-35, 40, 50)などがある[例えば2-4]。米国以外にも、ロシアの宇宙ステーション・ミールでの(化学反応型の)酸素発生装置による火災(1997年2月)をはじめ、それ以前のサリュート、ソユーズでも火災事故などが報告されている[例えば5-7]。現時点では人的被害が少ないためか、あまり大きく取り沙汰されていないが、もし今後火災による壊滅的な被害が生じれば、宇宙ビジネスの発展は期待できないものとなる。この意味で、微小

\* Corresponding author. E-mail: yuji-mg@eng.hokudai.ac.jp

重力場での電気火災, すなわち着火および延焼に対する正しい知見と基礎特性を十分に把握することは, 宇宙開発事業を支える重要な案件である. 本研究では主に後者の「延焼」すなわち燃え広がり現象に着目し, その知見を得ようとするものである.

## 1.2. 過去の電線燃焼に関する研究例

ところで電線(被覆導線)の燃焼過程に関する研究例は著しく限られている. 電線に近い現象として, 可燃性固体物質(ここではPMMA: ポリメチル酸メチル)に金属を貼付または埋め込み, その燃焼特性を調べたものがある[8-9]. それによれば, 金属を通じて未燃部への熱輸送量が増加し, 燃え広がり速度が増加することが示され, 火災を促進し得る可能性が指摘された. Bakhman ら[10]は初めて被覆導線を研究対象とし, 心線材料の向きや形状および熱伝導性が燃え広がり速度に与える影響を調べた. このとき, 固体可燃物(高分子材)が燃焼過程で軟化し自重に耐えられずに変形をはじめ, それが火災形状を著しく変化させて, ひいては燃焼状態に大きな影響を与えることを指摘した. このような重力が支配する現象が現れると, 導線燃焼そのものの特性が隠されてしまい, 詳細な物理過程を調べることができない.

そこで藤田らは, 落下塔施設(JAMIC)を用いて重力の影響を取り除き, シャトル内部で想定される微風を加えた状態での被覆導線の燃え広がり現象を調べた[11]. その結果, ①低流速領域において燃え広がり速度が極大値を取る, ②微小重力場では地上場よりも燃え広がり速度が大きい(=火災危険性が増す)という重要な結論を得た. このことは, 微小重力環境での防災基準は地上場のそれに比べて強化しなければならないことを示唆する. 燃え広がり速度が極大値を取る理由は, 速度増加により酸素の流入による反応速度の増加と熱損失の増加の競合としているが, 幾何学効果で説明することを試みている. しかしながら, それだけではどの条件で極大値を示すのか不明である. 一方, 梅村らの研究グループは, 理論計算により被覆導線の燃え広がり現象のメカニズムを調べた[12]. その結果, 重力のない場でも金属心線を介した伝熱過程が燃え広がり現象に極めて大きな影響を与えることを示した. しかし, 燃え広がり速

度が流速に対して極大値を生じることについては明確な理由を示していない.

## 1.3. 本研究の狙い

微小重力場における固体物質の燃え広がり現象に対し, 低速条件では火炎からの放射伝熱が重要となる報告がある[例えば13-14]. 自然対流のない場において強制的に与える対流速度が小さくなると, 熱および物質は空間に淀み, 拡散層, ひいては火炎帯幅は厚くなる. その結果, 対流や拡散による熱輸送量は減じる一方, 放射による熱輸送量は増加する. つまり, 相対的に放射熱移動が重要になる. これらの物理現象は, 対象が電線であっても同じように起こり得るため, 特に低流速場での現象(=低流速場で燃え広がり速度が最大値をとる)へ寄与する可能性が捨て切れない. しかしながら, これまでの電線燃焼研究において放射モデルを積極的に取り入れて解析を試みた例はない.

そこで本研究では, 火炎からの放射に最も簡素なモデルを導入し, そのモデルパラメータを変化させる「数値実験」を行うことで, 放射伝熱が被覆導線の燃え広がり特性に与える影響について調べることを目的とする. これにより, 実験的に示された「低速領域における燃え広がり速度の増加」がどのようなメカニズムで起こり得るのか, 一つの考えを導いたので報告する.

## 2. 解析モデル

### 2.1. 解析対象

図1に本研究で考慮した解析モデルの概略図を示す. 空間中に被覆導線が直線状に配置され, 一端から着火させた後の一方向への燃え広がり現象を扱う. 火炎の進行方向と対向する向きに  $0 \text{ cm/s} \sim 20 \text{ cm/s}$  の強制流れを与える. 微小重力場(正確には無重量環境)を模擬するため, 現象は導線の中心軸に対称であるとする.

### 2.2. 気相の解析モデル

気相の物理現象は, 次に示す質量, 運動量, エネルギー, 成分の保存方程式と理想気体の状態方程式, 反応速度式の6つの基礎式によって記述される[15].

質量保存式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v)}{\partial r} = 0$$

運動量保存式 ( $x, r$  方向):

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v u)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v v)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \mu \frac{v}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r}$$

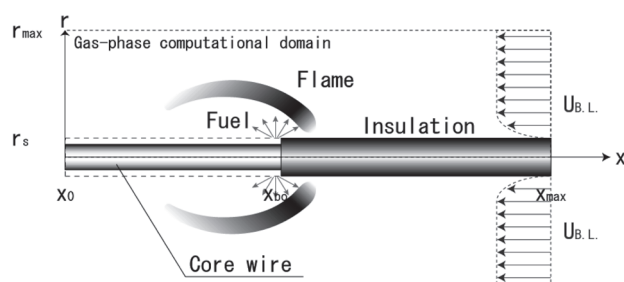


Fig.1 Schematics of numerical model

エネルギー式:

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u C_p T)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v C_p T)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Delta H \cdot w_g - q_r$$

成分保存式 (i 成分):

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u Y_i)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v Y_i)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) - v_i w_g$$

(i = F, ox, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O)

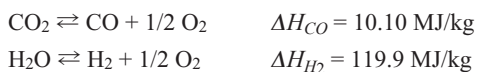
反応速度式:

$$w_g = B_g [Fuel][O_2] \exp\left(-\frac{E_g}{RT}\right) = B_g (\rho Y_F)(\rho Y_{Ox}) \exp\left(-\frac{E_g}{RT}\right)$$

状態方程式 (理想気体と仮定):

$$\rho T = \rho_\infty T_\infty$$

各記号は記号表の通りとする。気体の熱力学定数ならびに輸送係数は空気のものを用い、温度依存性を考慮する。気相の化学反応は後に示す固体の熱分解生成ガス (エチレン: 後述) と酸素による単段の一段不可逆総括反応とし、完全反応を考える (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> + 3O<sub>2</sub> → 2CO<sub>2</sub> + 2H<sub>2</sub>O)。反応定数については Westbrook らの値を参考にした[16]。実際に生成する中間生成物や熱解離を考慮しないため、火炎温度は著しく高く見積もる。輻射過程を考える際、火炎温度は重要な要素であるため、できる限り実験値に近いものであることが望ましい。そこで本研究では、微小重力場での実験で得られた最大火炎温度[11]に合致するよう解離度 (完全反応した場合を 0% とする) を求め、これを用いて温度補正を行った。ここで考慮する解離反応は



の 2 つとし (共に矢印右向き)、その速度は無限大とする。解離反応により生じた生成ガス (CO や O<sub>2</sub> など) は解析内部に反映しない。すなわち解離反応は単に高温時の吸熱項として考慮する。CO<sub>2</sub> および H<sub>2</sub>O の解離度の温度依存性については文献 17 に準じる。これによると 2000 K では相当する解離度は数 % 程度であるが、2500 K では 10~20 %, 3000 K では 20~50 % にも達する。

### 2.3. 簡易放射モデル

本研究では火炎から心線または被覆部への熱放射による熱流入を考慮する。簡略化のため、ガス相は全ての波長に

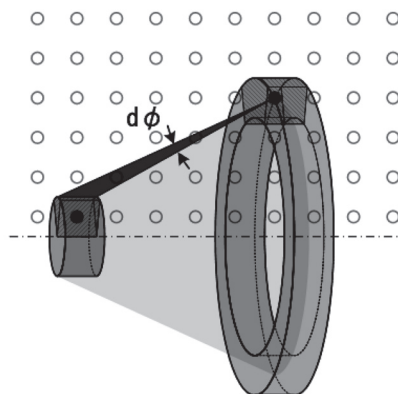


Fig.2 Schematic of applied radiation model

対して透明であるとし、輻射再吸収は考えない。火炎からの輻射には灰色体近似が適用できると考える。実際の計算では、各々の計算格子から発せられる放射エネルギーの対象固体 (心線、被覆部) の立体角分を全て積算し、輻射加熱量とする (図 2 参照)。

ここで考える放射体は主に高温領域に発生する煤 (すず) とするが、気相の解析モデルで述べた通り、気相の反応モデルには煤生成過程を一切含まない。そこで Kaplan らの提案したモデル[18]を参考にし、CO<sub>2</sub> および H<sub>2</sub>O の濃度の関数として「擬似煤塊の吸収係数:  $k_{abs} [\text{cm}^{-1}]$ 」を与えた。

$$k_{abs} = f_{abs} \times 0.1 \times (X_{\text{CO}_2} + X_{\text{H}_2\text{O}})$$

このとき温度  $T$  で微小体積  $dv$  の要素からの輻射熱量  $Q_r$  は下記で与えられる[19]。

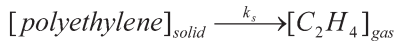
$$Q_r = 4k_{abs} \sigma T^4 dv$$

$f_{abs}$  は吸収係数の補正值であり、これが 1 のときは CO<sub>2</sub> および H<sub>2</sub>O からのガス輻射のみが存在するとし、 $f_{abs}$  が 1 以上のときはガス以外の輻射媒体 (すなわち煤塊) による影響があると考え。本研究ではこの  $f_{abs}$  の値を「数値パラメータ」として変化させることにより、放射伝熱量そのものを変化させ、それが燃え広がり現象に与える影響を評価した。一般に煤の分布は CO<sub>2</sub> または H<sub>2</sub>O といった最終生成物と同じにはならないが、我々の興味は「考えられる程度の放射伝熱を考慮することで燃え広がり現象が影響を受け得るかどうか」を調べることにあり、定性的な議論には有効であると考え。

### 2.4. 電線部 (固相) の解析モデル

固相には被覆材と心線の 2 種類があるが、被覆材の熱伝導率は心線のそれに比べて小さいこと、厚みが十分薄いことを考慮して、軸方向への熱伝導は心線のみとする。なお、本研究では心線材料は相当する実験[11]と同様に直径 0.5

mm のニッケル合金 (nickel-chrome) を考える。被覆材はポリエチレンとし、その厚みは 0.15 mm とする。被覆材、心線共に均質であるとし、半径方向への物理量分布はないとする。また被覆材は熱分解温度まで加熱されると、熔融を経ずに気化するものとする。分解時の反応モデルは下記の総括一段反応を仮定する。



$$k_s = B_s \exp\left(\frac{E_s}{RT_s}\right)$$

ここで  $B_s$ ,  $E_s$  は、それぞれ固体の熱分解生成ガスの頻度因子および活性化エネルギーを表す。反応定数は文献 20 の計測値を流用した。

被覆材が気化した際の燃料の質量およびエネルギー保存則は下記のように書ける (ただし添字 c および s で心線および被覆材を表すものとする)。

$$\dot{m} = -V_s \frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -k_s \rho_s V_s$$

$$\rho_c C_c \frac{dT_c}{dt} A_c = \dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{cs} + \dot{Q}_{rad,c}$$

$$\rho_s C_s \frac{dT_s}{dt} A_s = \dot{Q}_{cs} - \dot{Q}_p + \dot{Q}_{rad,s}$$

ここで  $\dot{Q}_{in}$  および  $\dot{Q}_p$  はそれぞれ次元熱伝導方程式から導かれる金属心線の軸方向の流入熱量と流出熱量の差および熱分解反応によって被覆材から奪われる潜熱である。 $\dot{Q}_{rad,c}$  および  $\dot{Q}_{rad,s}$  は金属および被覆材表面への正味放射熱流入である。なお、心線および被覆材の吸収率および反射率は全て 0.3 とする。 $\dot{Q}_{cs}$  は心線と被覆材との間の熱流束であり、円筒座標系における熱流束一定の条件として与える。

$$\dot{Q}_{cs} = 2\pi\lambda \frac{T_c - T_s}{\ln(r_s/r_c)}$$

可燃性固体は図 1 の通り有限の厚みを持つが、気相の物理量の計算過程ではその厚さは考えないとする。すなわち、燃焼が進行し、実際には被覆材が消失した結果、心線との間に生じる物理的な「段差」の影響は無視する。同時に熔融部が表面張力により「球状」となる物理現象は考慮しない。被覆材が熱分解により消費し尽くした位置 (= 数値上では消費速度の時間積分が元の質量分を超えた瞬間と定義) を「燃えきり位置」と定義し、それよりも上流では未燃の被覆材が存在し、下流はむき出しの心線であるとする。

## 2.5. 境界条件および初期条件

心線の中心軸に相当する  $r = 0$  においては軸対称条件、ダクト入口に相当する領域右端には流入境界条件 (= 初期

温度・濃度を持つ流体が一定速度分布で流入する)、それ以外の周囲境界においては開放条件を課して計算を行った。微小重力場などで滞留時間が長い場では、ダクトの入口に熱膨張の影響が出ることが知られているが[21]、本研究ではその影響は無視する。この効果を含めるか否かで解析の煩雑さが大きく変わるが、本研究の最大の興味である「火炎からの放射熱輸送が燃え広がり速度の大小に影響を与えるかどうか」は、この影響とは独立して存在するため、現象の定性的な傾向は再現できると考える。ダクト入口からの流入速度分布は前縁 10 cm の距離で発達させた境界層流れ分布とする。実際の実験では燃え広がりと同時に火炎は異なる境界層厚さの中を進行するが、このときには完全定常解が存在しない[22]ため、解析的にはこの効果は無視して定常解を得る。

本解析では時刻ゼロ ( $t = 0$  s) において「(速度条件毎に)最終解に近いと思われる予測解」を与えることで、そこから非定常計算を開始して最終的な定常解を得る手法を採用した。この予測解とは、未燃部に相当する固体表面から一定流量の燃料を気相に噴出させ、その上に定常拡散火炎が形成されたときの物理量である。この「擬似火炎」を初期値として与えた瞬間を本解析では「(擬似)着火」と考えることにする。勿論、予測解が最終解にどれだけ近いかによって最終的な定常解を得るまでの時間は異なる。しかしながら、少なくともこのようにして与えた初期値が緩和されるまでの時間は、実際の着火～定常解を得るまでにかかる時間よりも短い。すなわち、この方式で定常解までかかる時間は、実際に着火させた場合に定常解に達するまでに必要な「最低所要時間」であると考えられる。なお初期の周囲雰囲気は常温且つ常圧とし、酸素濃度 35 % (窒素希釈) とする。なお、一般的な宇宙船内環境は常温・常圧・酸素 21 % (窒素希釈) であるが、ここでは比較のため相当する実験[11]と同条件で解析を行う。

## 3. 解析方法

時間進行にはオイラーの陰解法を用い、繰り返し計算により解を得る。スタッガード格子を採用し、移流項は 2 次精度の中心差分法を適用した。圧力項の計算には SIMPLE 法[23]を用い、速度場を適宜修正しながら収束解を得る。解析は全て非定常計算を基本としており、時間ステップ間の変動値がある基準値以下 (ここでは最大スカラー量の変動が 0.1 % 以下) になったときを定常解が達成されたと考える。計算領域および格子点数はそれぞれ 52.5 mm x 26 mm および 351 x 116 である。x 方向には不等間隔格子を、r 方向には等間隔格子を用いる。x 方向の不等間隔格子における最小格子サイズは 0.15 mm であり、対象とする無重力火炎を再現するのに充分である。

着火後の非定常計算過程において、常に燃えきり位置が計算領域の中央になるように、座標変換 (平行移動) を逐次行う。この平行移動速度を求め、これを「(燃えきり位置で

定義した) 燃え広がり速度」として考える。なお, 本解析では火炎先端位置の履歴からも(火炎先端位置で定義した)燃え広がり速度も算出した。定常状態である限り両者は一致するため, どちらで定義しても構わない。

#### 4. 計算結果および考察

##### 4.1. 火炎形状の非定常変化

図3に輻射熱輸送を考慮しない場合 ( $f_{abs} = 0$ , 図左) と輻射熱輸送を考慮した場合 ( $f_{abs} = 50$ , 図右) における温度分布の時間変化を示す。ここでは対向速度を与えない場合 ( $U = 0.0$  cm/s) と対向速度を与えた場合 ( $U = 5, 10$  cm/s) の3条件のみを取り上げる。図中の▲は燃料の燃えきり位置を示す。図からわかるように, 対向速度に依存せず, 輻射熱輸送を考慮に入れると, 火炎温度は低下し火炎体積(高温領域が占める体積)は増加する。このことは, 輻射による熱損失が火炎形状を変化させ, 火炎と固体との相互作用を変化させ得ることを暗示する。また, 火炎先端と燃えきり位置との距離は対向流速が増加するほど短くなり, 未燃の固体が火炎に覆われる領域が狭くなることを確認できる。注目すべきは, 流速が大きい場合には5秒後の温度分布にほ

とんど変化が確認できないが, 微風なしの場合は, 15秒後でもまだ緩やかに火炎は広がることである。

図4に, 様々な流速条件において火炎位置および燃えきり位置から算定した燃え広がり速度の時間変化を示す。対向速度を与えると, 着火から5秒後までには両者で定義した燃え広がり速度は一致し, その後はほぼ一定値を保つ, すなわち定常状態が実現される。その一方, 対向速度を与えない場合では, 少なくとも着火10秒後でも(準定常状態に近いとは言えるものの)定常状態には達しないことがわかる。このように定常解が得られるまでの時間は対向流速に強く依存することが確認できる。なお, このことは輻射モデルの有無に拠らない。

以上から, 微小重力場において微風条件での燃え広がり速度を得るには, 十分な時間を必要とすることがわかる。現存する微小重力場における被覆導線の燃え広がり実験研究はほとんど落下塔(微小重力時間10秒以下)で行われたものであり, 定常状態であったかどうかは疑わしい。しかしながら, 理想的な「静止空間」は存在せず, どこかに「ゆらぎ」や「微風」があるため[24], 実際はこの程度の時間で定常的な現象が観察されている可能性もある。いずれにせよ, この議論を終結させるためには, 10秒以上の質の

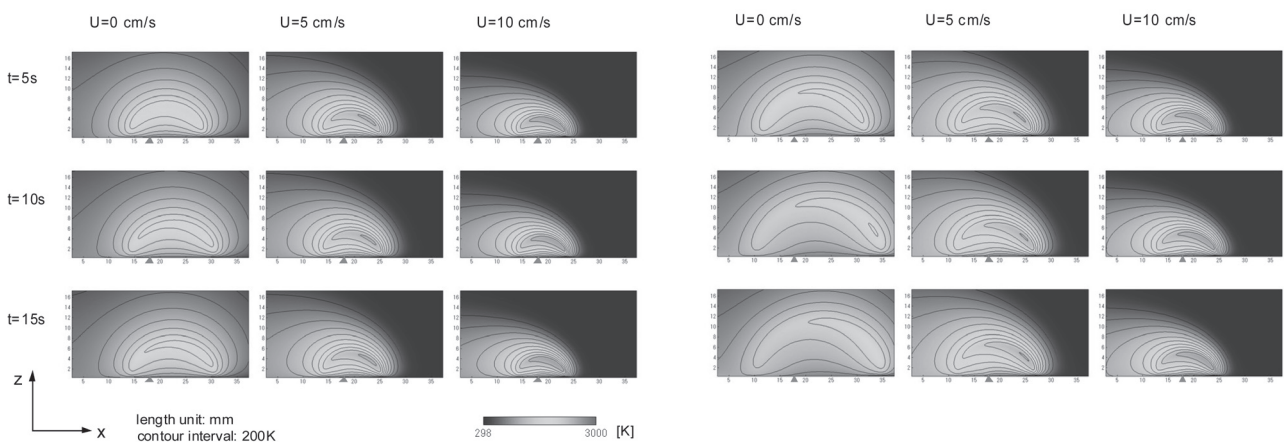


Fig.3 Time-sequence of 2-D temperature contour plot of spreading flame with various imposed velocities. Left: without radiation model, Right: with radiation model ( $f_{abs} = 50$ ). Triangle: burnout point of solid fuel

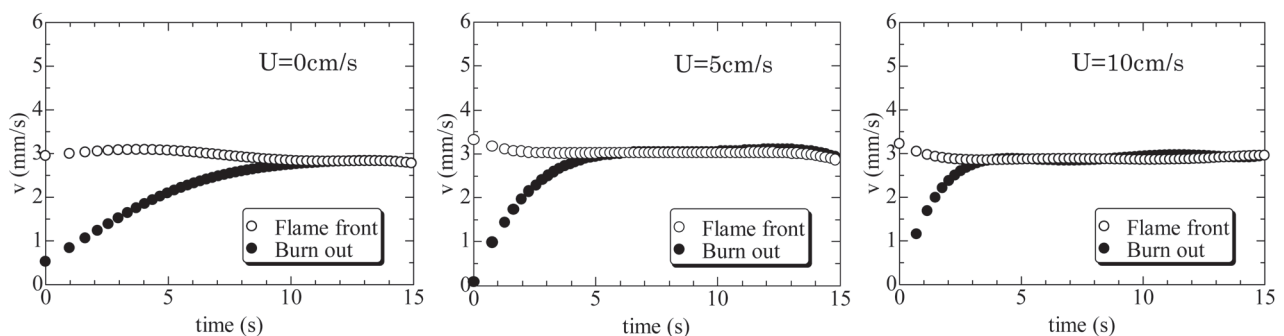


Fig.4 Flame spread rate based on flame front (open circle) and burnout front (closed circle);  $f_{abs} = 0$

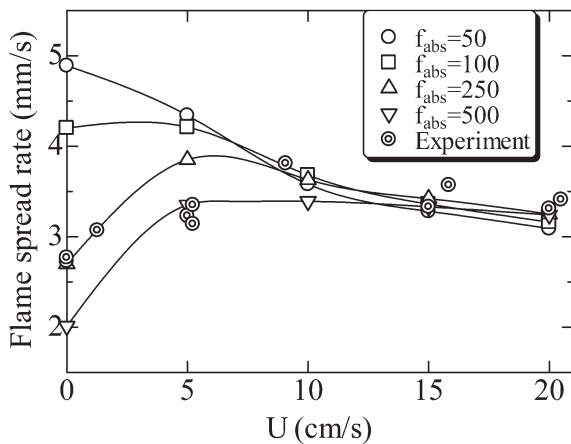


Fig.5 Effect of radiation parameter ( $f_{abs}$ ) on the responses of flame spread rate with impose flow velocity in microgravity

高い(重力変動などの少ない)微小重力時間が得られる環境で確かめるしかない。我々の研究グループでは、相当する実験をRocket Plane社によるサブオービタル飛行[25]にて2010年に実施する予定であることを付記しておく。

#### 4.2. 燃え広がり速度に与える輻射熱輸送の効果

図5に対向流速毎に得られる定常燃え広がり速度に与える輻射モデルの効果を示す。具体的には輻射パラメータ $f_{abs}$ を変化させた際の燃え広がり速度の違いに着目する。参考のため、図にはJAMICで得られた実験結果[11]を重ねて表示した(図中の◎)。なお、ここでの燃え広がり速度は定常状態に達した後のものである。図からわかるように、火炎からの輻射伝熱量( $\sim f_{abs}$ )の増加に伴い低流速側の燃え広がり速度は低下し、高流速側では逆に大きくなるのがわかる。また、ここで考慮した $f_{abs}$ の値( $\sim 250$ )によっては実験で観察される低流速条件で燃え広がり速度のピークを再現可能である。

ところで、本解析で考慮した $f_{abs}$ の範囲が実際にどのような状態に対応するか補足しておく必要がある。Kaplanらによれば、エチレン拡散火炎においては、煤を含む火

炎付近の吸収係数の最大値は $0.4 \text{ cm}^{-1}$ 程度であるという[18]。本研究で用いた $f_{abs}$ の値に相当する吸収係数の最大値は、それぞれ $f_{abs}=50$ では $0.026 \text{ cm}^{-1}$ 、 $f_{abs}=100$ では $0.048 \text{ cm}^{-1}$ 、 $f_{abs}=250$ では $0.097 \text{ cm}^{-1}$ 、 $f_{abs}=500$ では $0.182 \text{ cm}^{-1}$ である。すなわち $f_{abs}=250$ 以降では文献値と同じオーダーとなることは留意に値する。このことから、微小重力場における燃え広がり速度の振る舞いには、輝炎からの輻射伝熱が重要となる可能性が示唆された。

ここで、一般に輻射現象が燃え広がり速度にどのように寄与するのか検討を加える。図6に被覆部からの湧き出し速度に与える輻射モデルの効果を示す。この図から湧き出し領域が $f_{abs}$ の増加に伴い短くなり、その度合いは対向速度が小さい、つまり滞留時間が長いほど顕著である。このことは、火炎に囲まれる部分の被覆材の長さが短くなり(図3参照)、火炎からの輻射(や伝導)を受ける予熱領域(あるいは分解領域)が狭くなることを意味する。その一方で $f_{abs}$ が大きいほど火炎温度は低下する(図7参照)、輻射伝熱量は $f_{abs}$ に対して線形に応答するが、火炎温度に対しては非線形に応答する。このため、 $f_{abs}$ の増加は、火炎からの輻射熱損失を増加させると共に、輻射による未燃部の加熱を同時に促進し得る。

以上をまとめると $f_{abs}$ の増加は、①未燃部への輻射熱流束を増加させる一方で、②加熱領域(長さ)を短くする。そのため、分解領域が受ける総熱量は「それらの兼ね合いにより」大きくなるか小さくなるかが決まるのである。両者が、例えば対向流速に対して同じような応答曲線を示せばちょうど打ち消しあうことになるが、それらが違えばその差が未燃領域に加わる熱量、すなわち燃え広がり速度に変化をもたらす。実際には後者であるため、 $f_{abs}$ によって対向流速による燃え広がり速度の変化が異なると解釈できる。実際に、本解析結果から未燃領域に輻射伝熱分により流入する熱流束をその領域内で積分したものを計算すると図8を得る。この曲線が図5で示した燃え広がり速度の変化(特に低流速領域)に酷似していることは注目に値する。つまり輻射伝熱はここで扱う燃え広がり現象を支配要因として働き、その予測精度が微小重力場での燃え広がり現象を再現するのに重要であることを意味する。なお、高流速

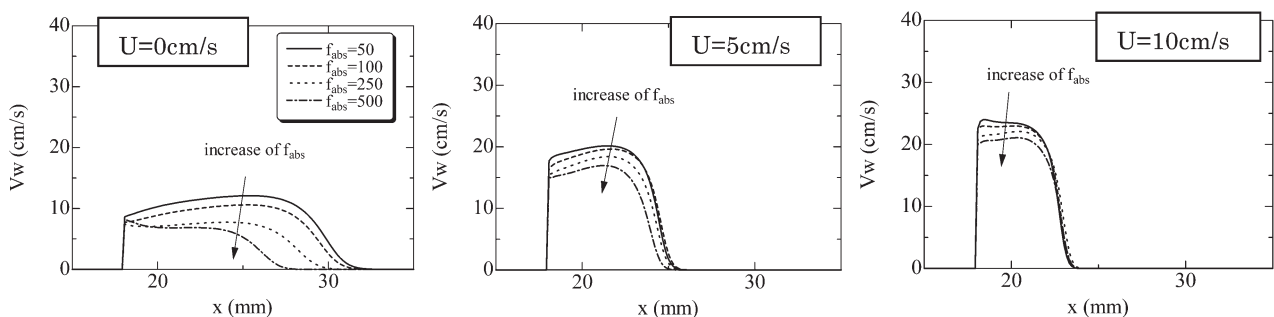


Fig.6 Predicted profiles of evolved gas velocity from the decomposition regime under various imposed radiation parameter  $f_{abs}$  (50~500). From left to right, results of  $U=0 \text{ cm/s}$ ,  $5 \text{ cm/s}$ ,  $10 \text{ cm/s}$  are shown, respectively.

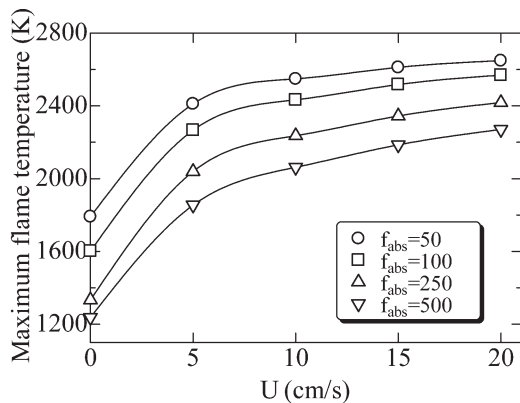


Fig.7 Effect of radiation parameter on predicted maximum flame temperature under various imposed velocity conditions

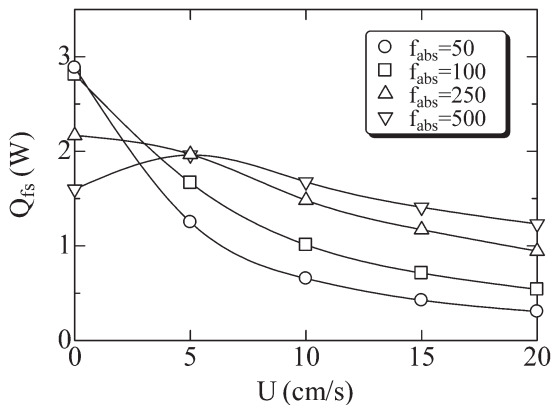


Fig.8 Total heat transfer via radiation from the flame to preheated regime of burning sample

側における図5と図8の「違い」は、心線を通じた熱伝導が促進されることに拠る。心線を通じた熱伝導は、低流速側の現象には大きく寄与しないものの、高流速側での燃え広がり速度の低下を抑制するように働く。

#### 4.3. 今後の改善点

上記の通り、火炎からの輻射伝熱が燃え広がり速度のピークを与える可能性が捨てきれないことを指摘したが、ここで用いた放射体モデルでは「煤分布はCO<sub>2</sub>あるいはH<sub>2</sub>Oの分布に準拠する」という前提条件が課されているため、正確さに欠けるのは否めない。もちろん煤分布は生成ガス分布と異なることが知られており[例えば26]、煤生成過程そのものも場の速度の影響を強く受ける[27]。低流速中での煤分布の研究の進展により、放射モデルの精度向上、ひいては微小重力場における低流速中での火炎燃え広がり現象に対する予測精度が向上するものと考えられる。

Yozgatligilらによれば、微小重力場では火炎内部に煤殻が形成され、それは環境条件の影響(希釈ガス、酸素濃度など)を受けて複雑に変化する[28]。彼らの主張にもあるように、煤生成モデルを考える際、煤の前駆物質であるPAH

(多環芳香族炭化水素)の酸化過程、あるいはPAHの生成に強く関わるアセチレン(C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>)の酸化過程や煤による輻射吸収効果も考慮すべきであると主張する研究成果は多くある[例えば29]。一方で、LitzingerらのようにPAH濃度とその増減は煤の数密度とよい一致を示すと主張もあり、それに基づく予測精度が良いことを示す例もある[30]。これらの主張からは統一的な見解を得ることができず、考慮すべき現象に課せられる外部条件に応じて適切なモデル手法を選ぶ、あるいは新たに構築する必要があることを示唆する。微小重力場での電線燃え広がり過程における煤分布および発生量を確認すべく、我々のグループでは、透過光計測を用いてそれらを系統的に測定している。この実験データから適切なモデルを導入し、輻射伝熱が現象に与える影響について再度評価したい。

## 5. 結言

本研究では、微小重力場における被覆導線の燃え広がり現象に与える火炎からの輻射熱の影響について調べるため、簡易放射モデルを用いた数値実験を行った。その結果、特に低速領域においては放射熱輸送が現象に大きく影響することを指摘し、実験で確認された「低速領域での燃え広がり速度のピーク」が輻射伝熱による可能性であることを示した。また、完全静止雰囲気下においては、火炎が定常状態に至るには相当量の時間が必要であり、実験にて得られた現象は完全に定常であるのかどうか不確かであることが示唆された。このことは、現象の本質を観察するためには、短時間で定常解を得られるような周囲条件にするか、長時間微小重力実験を行うか、いずれかの選択が求められることがわかった。

ここで示されたように、高精度な放射モデルの構築は燃え広がり現象の再現には不可欠である。今後は放射モデルの改善により、微小重力場での電線火災危険性の予測精度の向上に努めたい。

## 謝辞

本研究は宇宙航空研究開発機構(JAXA)のISS第1回微小重力科学国際公募研究「Effect of Material Properties on Wire Flammability in a Weak Ventilation of Spacecraft」の一部として行われたものである。解析の一部は科学研究費補助金(#17710131)の援助を受けて行われた。本解析プログラムの開発には当時の大学院生 佐藤裕之氏(現(株)アイ・エイチ・アイ・エアロスペース)の献身的な協力を頂いた。各位の支援に心より感謝する。

## 記号表

$A$	面積
$B$	頻度因子(添字 g, s はガス, 固相を表す)

$$B_g = 7.143 \times 10^9 \text{ m}^3 / (\text{kg} \cdot \text{s})$$

$$B_s = 5.00 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}$$

$c_p$	定圧比熱
$D$	物質拡散係数
$E$	活性化エネルギー (添字 g, s はガス, 固相を表す)
	$E_g = 30.0 \text{ kcal/mol} = 125.61 \text{ kJ/mol}$
	$E_s = 300 \text{ kJ/mol}$
$f_{abs}$	輻射パラメータ
$\Delta H$	生成エンタルピー
$k_{abs}$	吸収係数
$m$	質量流束
$p$	圧力 (動力学的)
$Q$	熱量
$q$	熱量 (単位体積当りで評価)
$R$	気体定数
$r$	半径方向座標
$T$	温度 (添字 g, s, c はガス, 固相, 金属を表す)
$t$	時間
$U$	対向流速
$u$	x 方向速度
$V$	燃え広がり速度, 体積
$v$	r 方向流速
$w$	反応速度
$X$	モル分率
$x$	x 方向座標
$Y$	質量分率

## ギリシャ文字

$\mu$	粘性係数
$\lambda$	熱伝導率
$\nu$	量論係数
$\rho$	密度
$\sigma$	ステファンボルツマン定数
	$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$

## 添字

c	心線
CO <sub>2</sub>	二酸化炭素
cs	固体内部の熱伝導
F	燃料
fs	火炎から固体に向かう輻射熱輸送
H <sub>2</sub> O	水
in	流入分
g	ガス
ox	酸素
p	燃焼生成物
r	半径方向
rad	輻射
s	被覆材, 固相 (ポリエチレン)
w	被覆材表面

## References

1. <http://iss.jaxa.jp/shuttle/rtf/documents.html>
2. Friedman, R., *Fire and Materials* 20: 235-243 (1996).
3. Limero, T., Wilson, S., Perlot, S., and James, J., *SAE Tech. Paper* 921414 (1992).
4. Paulos, T., Paxton, K., Jones, S., Issacci, F., Catton, I., and Apostolakis, G., *AIAA* 93-1153 (1993).
5. Burrough, B., *Dragonfly - NASA and the Crisis Aboard Mir*, Harper Collins Inc., New York, 1998.
6. Hall, R. D., and Shayler, D. J., *Soyuz: A Universal Spacecraft*, Springer Praxis Books, 2003.
7. Ivanovich, G. S., *Salyut - The First Space Station: Triumph and Tragedy*, Springer-Verlag, New York, 2008.
8. Fernandez-Pello, A. C., and Williams, F. A., *Proc. Combust. Inst.* 15: 217-231 (1974).
9. Crescitelli, S., Pota, F., Santo, G., and Tufano, V., *Combust. Sci. Tech.* 27:75-78 (1981).
10. Bakhman, N. N., Aldabaev, L. I., Kondrikov, B. N., and Filippov, V. A., *Combust. Flame* 41: 17-34 (1981).
11. Fujita, O., Nishizawa, K. and Ito, K., *Combust. Inst.* 29: 2545-2552 (2002).
12. Umemura, A., Uchida, M., Hirata, T., and Sato, J., *Proc. Combust. Inst.* 29: 2535-2543 (2002).
13. DiBlasi C., Crescitelli, S., Russo, G., and Cinque, G., *Combust. Flame* 83: 333-344 (1991).
14. Altenkirch, R. A., Sacksteder, K., Bhattacharjee, S., Tang, L., Delichatsios, M. A., *Proc. Combust. Inst.* 27: 2515-2524 (1998).
15. Williams, F. A., *Combustion Theory* (2nd Ed.), Addison-Wesley, New York 1985.
16. Westbrook, C., K., *Combust. Sci. Technol.* 27: 31-43 (1981).
17. Mizutani, Y., *Nensyo-kougaku* (3rd Ed.), Morikita Publishing Co. Ltd. 2002 (in Japanese).
18. Kaplan, C. R., Baek, S. W., Oran, E. S., and Ellzey, J. L., *Combust. Flame* 96:1-21 (1994).
19. Siegel, R., and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer* (3rd Ed.), Taylor & Francis, 1992.
20. Nishizawa, K., *Pyrolysis and Oxidation Characteristics of Wire-Insulated Materials*, B. Thesis, Hokkaido University, 1999 (in Japanese).
21. Nakamura, Y., Kashiwagi, T., McGrattan, K. B., and Baum, H. R., *Combust. Flame* 130: 307-321 (2002).
22. Nakamura, Y., Etoh, Y., and Yamashita, H., *Trans. JSME Ser. B* (in Japanese) 69-677: 193-199 (2003).
23. Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, 1980.
24. Fernandez-Pello, A. C., *Proc Drop Tower Days 1998*: 61-63 (1998).



25. <http://www.rocketplane.com>.
26. Kennedy, I. M., *Prog. Energy Combust. Sci.* 23: 95-132 (1997).
27. Xu, F., and Faeth, G. M., *Combust. Flame* 125: 804-819 (2001).
28. Yozgatligil, A., Park, S.-H., Choi, M.-Y., Kazakov, A., and Dryer, F. L., *Proc. Combust. Inst* 31: 2165-2173 (2007).
29. Zhu, X.L., and Gore, J.P., *Combust. Flame* 141: 118-130 (2005).
30. Litzinger, T., Wu, J., and Santoro, R., *Combust. Flame* 144: 675-687 (2007).