



Title	金属導体が内在する円筒固体材料上の火炎燃え拡がりと消炎現象
Author(s)	金野, 佑亮
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第14434号
Issue Date	2021-03-25
DOI	<a href="https://doi.org/10.14943/doctoral.k14434">https://doi.org/10.14943/doctoral.k14434</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/84472">https://hdl.handle.net/2115/84472</a>
Type	doctoral thesis
File Information	Yusuke_Konno.pdf



金属導体が内在する円筒固体材料上の火炎燃え拡がり と 消炎現象

Flame Spread and Extinction Phenomena over Cylindrical Solid Fuel

with Metal Conductor

北海道大学大学院 工学院 機械宇宙工学専攻

金野 佑亮



# 要旨

本論文は宇宙火災安全性の向上を目的とした基礎研究として電線被覆上の火炎燃え拡がり現象と消炎現象に着目し、各現象に対する心線材質、雰囲気酸素濃度、そして周囲流速の影響について論じるものである。研究の最終目標は、固体材料の難燃性を表す指標の一つである限界酸素濃度と周囲流速の関係を予測する数理モデルを構築して、微小重力環境において実現される低流速条件下での電線被覆の難燃性を評価可能にすることにある。この目標を達成することを目指して本研究では、燃え拡がり火炎の火炎長さの推定、固相内の軸方向熱伝導による熱損失機構とそれによって引き起こされる消炎現象の理論的検討、定常燃え拡がり時の心線温度分布に関する実験的検討と理論解析、燃え拡がり速度と限界酸素濃度を予測する理論解析を行った。

本論文で得られた研究成果は今後の有人宇宙プログラムにおける火災安全性の向上に貢献するだけでなく、我々の身近な生活環境でも主な火災発生源となる電気火災の防火対策に寄与することが考えられる。さらにこのような社会的問題の解決につながる貢献に加え、燃烧学の微小重力燃烧および固体燃烧の分野の発展に寄与する新たな学術的知見が得られた。本研究は論文題目に示すように電線材料という限定された系に対して答えを与えようとするのではなく、問題を可燃性固体の内部に良導体が存在する場合の固体燃烧と一般化して捉え、得られた成果の適用範囲を広範なものにすることを意識して研究計画を立てている。例えば3章で紹介する火炎長さに関する実験的検討と理論解析は、電線材料に限定されるものでなく可燃性固体全般の燃え拡がり現象に適用可能な考察を行った。4章で論じる心線を通した熱伝導による熱損失に関する考察は、多くの燃え拡がり研究では無視される固相のエネルギー保存式を改めて解析することで明らかになった燃え拡がり火炎の本質的な消炎機構を説明するものである。そして解析内容は電線材料に限らず種々の燃え拡がり現象に対して応用可能である。5章では燃え拡がり速度の式を導出し、非線形方程式から得られる固有値の安定性と分岐に基づき燃え拡がり速度と限界酸素濃度の整理を行った。ダイナミクスの分野で用いられる分岐理論を利用した議論は燃烧の分野でもよく行われるが、固体の燃え拡がりに適用された研究例は限られている。本論文で提案する燃え拡がり速度と消炎限界を予測する理論的アプローチは、燃え拡がり研究の分野における理論解析に新たな展望を与えるものとなる。5章ではさらに断熱火炎温度の周囲流速依存性を簡潔に再現する新たなモデルを開発した。本モデルは固体の燃え拡がりに限定されず燃烧現象全般の解析に応用可能である。

本論文は6つの章によって構成される。1章は序論であり、前半では約60年にわたる有人宇宙開発の歴史と今後の展望に触れながら、今日の有人宇宙プログラムにおける火災対策や危機管理対策が見直された背景と現在の宇宙火災安全基準が抱える課題について論じた。そして筆者が本研究を通じて携わる JAXA 主導の新たな宇宙火災安全基準の制定を目指した国際共同研究 FLARE プロジェクトの概要を記すとともに、宇宙火災対策を講じる上での燃烧研究の意義について述べた。後

半では本研究に関連する古典的研究から最新の研究に至る包括的な説明を行い、本論文で取り組むべき課題そして国内外における本研究の位置づけを明確化し研究目的をまとめた。2章は実験概要である。使用した実験装置と実験試料の説明、そして実験方法やデータ解析の方法について記した。その後、3章で燃え拡がり火炎の火炎長さに関する実験的検討と理論解析、4章で心線を通した軸方向熱伝導が原因となる熱損失と消炎の関係を論じる理論解析と心線温度分布の計測結果を用いたモデルの妥当性の検証、5章で燃え拡がり速度と限界酸素濃度を予測する理論解析について論じた。最後の6章は結論であり本研究で得られた成果を記して本論文を結ぶ。

# 目次

要旨 .....	i
記号一覧 .....	vi
図一覧 .....	xi
表一覧 .....	xvii
<b>1. 序論.....</b>	<b>1</b>
1.1. 有人宇宙開発における火災安全性の保障 .....	1
1.1.1. 有人宇宙プログラムの今後の展望と宇宙居住空間の安全性 .....	1
1.1.2. 過去の宇宙火災事例と宇宙構造物における潜在的な火災リスク .....	3
1.1.3. 有人宇宙プログラムで適用されている火災安全基準とそれらが抱える課題 .....	8
1.1.4. 宇宙火災安全の向上を目指す国際プロジェクト .....	12
1.2. 本研究に関連する燃焼現象の基礎研究 .....	14
1.2.1. 軸対称の噴流層流拡散火炎 .....	14
1.2.2. 火炎の消炎機構 .....	17
1.2.3. 固体の燃え拡がりと消炎現象 .....	19
1.2.4. 電線被覆の燃焼現象 .....	33
1.3. 本研究の目的 .....	40
<b>2. 実験概要 .....</b>	<b>42</b>
2.1. 下方向燃え拡がり試験装置 .....	42
2.2. 熱電対を用いた心線温度の計測 .....	43
2.3. 吹き消え試験装置 .....	44
2.4. 実験試料 .....	46
2.5. 燃え拡がり火炎の追跡方法 .....	47

2.6.	心線温度の時間履歴から温度分布への変換方法 .....	4 9
<b>3.</b>	<b>燃え拡がり火炎の火炎長さの予測.....</b>	<b>5 1</b>
3.1.	電線被覆上を燃え拡がる火炎の特徴.....	5 1
3.2.	燃え拡がり火炎に対する Roper モデルの適用 .....	5 2
3.3.	燃え拡がり火炎の可視火炎長さとモデルの比較 .....	5 4
3.3.1.	試料形状と心線材質の影響.....	5 4
3.3.2.	周囲流速と酸素濃度の影響.....	5 6
3.4.	本章のまとめ.....	5 9
<b>4.</b>	<b>固相内の軸方向熱伝導による消炎機構.....</b>	<b>6 1</b>
4.1.	燃え拡がり過程における未燃領域からの熱損失のモデル化 .....	6 1
4.1.1.	未燃領域における心線と被覆の結合エネルギー保存式.....	6 1
4.1.2.	未燃領域の電線の温度分布と有効熱拡散距離 .....	6 3
4.1.3.	未燃領域からの熱損失機構.....	6 4
4.2.	定常燃え拡がり時における心線の温度分布 .....	6 7
4.3.	有効熱拡散距離に基づく理論と実験の比較 .....	6 9
4.4.	燃え拡がり限界に対する心線材質の影響.....	7 1
4.5.	本章のまとめ.....	7 3
<b>5.</b>	<b>燃え拡がり速度と限界酸素濃度の予測.....</b>	<b>7 5</b>
5.1.	定常燃え拡がりモデル .....	7 5
5.1.1.	モデルに適用した仮定 .....	7 5
5.1.2.	心線と被覆のエネルギー保存式と領域の分類 .....	7 7
5.1.3.	断熱火炎温度を補正する無次元数 .....	7 8
5.1.4.	燃え拡がりに影響する実質流速.....	7 9
5.1.5.	半径方向の熱流束と軸方向の境界条件.....	8 0
5.1.6.	心線温度と被覆温度の解析解.....	8 2
5.1.7.	燃え拡がり速度の式 .....	8 4
5.2.	計算条件 .....	8 5
5.3.	二つの定常解の存在と解の安定性 .....	8 5
5.4.	酸素濃度の影響：定常解の存在可否と消炎限界 .....	8 9
5.5.	周囲流速の影響 .....	9 1

5.5.1.	二つの分岐点の存在：吹き消え消炎と輻射消炎.....	9 1
5.5.2.	燃え拡がり速度.....	9 2
5.6.	限界酸素濃度の推定.....	9 4
5.7.	本章のまとめ.....	9 5
<b>6.</b>	<b>結論.....</b>	<b>9 7</b>
<b>付録 A</b>	<b>物性一覧.....</b>	<b>1 0 0</b>
A.1	被覆と心線の物性値.....	1 0 0
A.2	気体の物性値.....	1 0 0
A.2.1	密度.....	1 0 0
A.2.2	比熱.....	1 0 1
A.2.3	粘性係数と熱伝導率.....	1 0 1
A.2.4	動粘性係数と温度拡散率.....	1 0 1
A.2.5	物質拡散率.....	1 0 1
A.3	混合気体の物性値の推定.....	1 0 2
A.3.1	密度.....	1 0 2
A.3.2	比熱.....	1 0 2
A.3.3	粘性係数と熱伝導率.....	1 0 3
A.3.4	物質拡散率.....	1 0 3
<b>付録 B</b>	<b>断熱火炎温度の計算方法.....</b>	<b>1 0 8</b>
<b>付録 C</b>	<b>燃え拡がり速度の式の数値的解法.....</b>	<b>1 1 0</b>
<b>付録 D</b>	<b>反応パラメータと熱損失係数.....</b>	<b>1 1 2</b>
<b>付録 E</b>	<b>撮影した燃え拡がり火炎の追跡：GUI の機能と操作.....</b>	<b>1 1 6</b>
<b>参考文献</b>	<b>.....</b>	<b>1 1 9</b>
<b>謝辞</b>	<b>.....</b>	<b>1 3 2</b>
<b>業績一覧</b>	<b>.....</b>	<b>1 3 4</b>

# 記号一覧

## ラテン文字

$A$	前指数因子 [ $\text{m}^3/(\text{kg}\cdot\text{s})$ ]
$A_c$	心線の断面積, $\pi r_c^2$ [ $\text{m}^2$ ]
$A_s$	被覆の断面積, $\pi(r_s^2 - r_c^2)$ [ $\text{m}^2$ ]
$B_1, B_2$	実験定数 [-]
$Bi$	Biot 数, $hx/\lambda$ [-]
$C$	熱流束の補正係数 [-]
$C_1, C_2$	回帰係数 [K]
$c_p$	比熱 [ $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ]
$D$	物質拡散率 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]
$Da$	Damköhler 数 [-]
$E$	活性化エネルギー [ $\text{J}/\text{mol}$ ]
$f_{\text{cyl,g}}$	入熱項への曲率効果 [-]
$f_{\text{cyl,s}}$	固相の有効加熱厚さへの曲率効果 [-]
$h$	熱伝達率 [ $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ ]
$h$	体積熱損失係数 [ $\text{W}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$ ]
$H$	無次元熱損失パラメータ [-]
$\ell_1 \sim \ell_6$	微分方程式の特性方程式の解 [m]
$L_c$	心線を通した熱伝導による未燃領域への有効熱拡散距離 [m]
$L_f$	火炎長さ [m]
$L_g$	予熱領域長さ [m]
$L_{\text{gx}}$	気相の予熱領域長さ [m]
$L_{\text{gr}}$	消炎距離 [m]
$L_{\text{gy}}$	消炎距離 [m]
$L_{\text{py}}$	熱分解領域の長さ [m]
$L_{\text{sx}}$	固相の予熱領域長さ [m]
$L_{\text{sy}}$	固相の有効加熱厚さ [m]
$m$	無次元火炎伝播速度 [-]
$\dot{m}_F$	燃料の質量損失速度 [ $\text{kg}/\text{s}$ ]
$\dot{m}_F''$	燃料の質量流束 [ $\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ ]

$MW$	分子量 [g/mol]
$Nu$	Nusselt 数, $hx/\lambda$ または $hr/\lambda$ [-]
$p$	圧力 [atm]
$P$	圧力 [Pa]
$P_c$	心線の外周長さ, $2\pi r_c$ [m]
$P_s$	被覆 (電線) の外周長さ, $2\pi r_s$ [m]
$Pe$	Péclet 数, $ux/\alpha$ [-]
$Pr$	Prandtl 数, $\nu/\alpha$ [-]
$\dot{q}''_{cs}$	心線から被覆への熱伝導 [W/m <sup>2</sup> ]
$\dot{q}''_{gc}$	気相から心線表面への熱伝導 [W/m <sup>2</sup> ]
$\dot{q}''_{gs}$	気相から被覆表面への熱伝導 [W/m <sup>2</sup> ]
$\dot{q}''_{loss,c}$	心線表面から気相への熱損失 [W/m <sup>2</sup> ]
$\dot{q}''_{loss,s}$	被覆表面から気相への熱損失 [W/m <sup>2</sup> ]
$\dot{Q}_0$	周囲環境温度における燃料の体積流量 [m <sup>3</sup> /s]
$\dot{Q}_{cond,u}$	未燃領域における心線を通した軸方向熱伝導項 [W]
$\dot{Q}_{enth,u}$	未燃領域における心線と被覆のエンタルピー変化 [W]
$\dot{Q}_{input}$	気相から固体表面への入熱量の総和 [W]
$\dot{Q}_{loss}$	固体表面からの熱損失量の総和 [W]
$\dot{Q}_{loss,u}$	未燃領域における被覆表面からの熱損失項 [W]
$r$	半径 [m]
$r_c$	心線の半径 [m]
$r_f$	火炎の半径 [m]
$r_s$	被覆の半径 [m]
$R$	気体定数 [J/(kg·K)]
$Re$	Reynolds 数, $ux/\nu$ または $ur/\nu$ [-]
$R_{rad}$	輻射熱損失パラメータ [-]
$S$	モル比に基づく燃料と酸化剤の化学量論比 [-]
$t_{res,g}$	予熱領域における流体の滞留時間 [s]
$t_{res,s}$	予熱領域における燃え広がり火炎の滞留時間 [s]
$T$	温度 [K]
$T_1 \sim T_6$	微分方程式の解析解に現れる積分定数 [K]
$T_c$	心線温度 [K]
$T_{eff}$	有効 (特性) 温度 [K]
$T_f$	火炎温度 [K]
$T_p$	熱分解温度 [K]
$T_s$	被覆温度 [K]
$T_u$	未燃領域の下流端の温度 [K]
$T_w$	電線温度 [K]
$T_\infty$	周囲環境温度 [K]

$u$	速度 [m/s]
$U$	燃え拡がりの平衡状態からのエネルギーのずれ [W]
$V_f$	燃え拡がり速度 [m/s]
$V_{f,crit}$	$\phi_{enth} = \phi_{loss}$ を満たす特性燃え拡がり速度 [m/s]
$V_{f,th}$	断熱条件と化学反応速度が無限大であることを仮定した燃え拡がり速度 [m/s]
$V_g$	周囲流速 [m/s]
$V_{g,eff}$	燃え拡がりに影響する周囲気体の実質流速 [m/s]
$V_r$	燃え拡がり火炎に対する周囲気体の相対速度, $V_f + V_g$ [m/s]
$x$	距離 [m]
$x_d$	速度境界層の助走距離 [m]
$X_{O_2,\infty}$	酸化剤中の酸素分子のモル分率 [-]
$y$	距離 [m]
$Y_F$	燃料の質量分率 [-]
$Y_{O_2}$	酸素分子の質量分率 [-]
$Y_{O_2,\infty}$	酸化剤中の酸素分子の質量分率 [-]

## ギリシャ文字

$\alpha$	熱拡散率, $(\lambda/c_p)/\rho$ [m <sup>2</sup> /s]
$\beta$	Zel'dovich 数, $E(T_f - T_\infty)/(RT_f^2)$ [-]
$\gamma$	気体の膨張に関する温度比, $(T_f - T_\infty)/T_f$ [-]
$\delta$	固体の厚み [m]
$\delta_v$	速度境界層厚さ [m]
$\Delta h_c$	燃焼熱 [J/kg]
$\Delta h_g$	固体の気化熱, $\int_{T_\infty}^{T_p} c_{p,s} dT + \Delta h_v$ [J/kg]
$\Delta h_v$	固体の気化潜熱 [J/kg]
$\Delta_c h^0$	標準燃焼エンタルピー [J/mol]
$\Delta_f h^0$	標準生成エンタルピー [J/mol]
$\epsilon$	打切り誤差 [arbitrary unit]
$\varepsilon$	放射率 [-]
$\eta$	無次元燃え拡がり速度, $V_f/V_{f,th}$ [-]
$\eta_f$	無次元燃え拡がり速度, $V_f/V_{f,crit}$ [-]
$\lambda$	熱伝導率 [W/(m·K)]
$\mu$	粘性係数 [Pa·s または kg/(m·s)]
$\nu$	動粘性係数, $\mu/\rho$ [m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	密度 [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Stefan Boltzmann 定数 [W/(m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> )]
$\phi_{enth}$	熱伝導項に対するエンタルピー変化の比, $\dot{Q}_{enth,u}/\dot{Q}_{cond,u}$ [-]
$\phi_{loss}$	熱伝導項に対する熱損失項の比, $\dot{Q}_{loss,u}/\dot{Q}_{cond,u}$ [-]
$\Omega$	火炎温度 (入熱項) の補正係数 [-]

## 下付き文字

b1	既燃領域 1
b2	既燃領域 2
c	心線
cond	熱伝導
cyl	円筒
enth	エンタルピー
f	火炎
F	燃料
g	気相
loss	損失
pr	予熱領域
py	熱分解領域
rad	輻射
s	固相, 被覆
st	化学量論
u	未燃領域
w	電線 (心線 + 被覆)
$\infty$	周囲環境

## 上付き文字

0	単位モル当たり	[/mol]
~	無次元量	[-]
·	単位時間当たり	[/s]
'	単位長さ当たり	[/m]
"	単位面積当たり	[/m <sup>2</sup> ]
'''	単位体積当たり	[/m <sup>3</sup> ]

## 略語一覧

AEA	Activation Energy Asymptotics
AWG	American Wire Gauge
CEA	Chemical Equilibrium with Applications
CNES	Centre national d'études spatiales
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
ECLSS	Spacecraft Environmental Control and Life Support System
ESA	European Space Agency
ETFE	Ethylene Tetrafluoroethylene
FLARE	Flammability Limits at Reduced Gravity

GUI	Graphical User Interface
HOI	High-flow Oxygen Index
IAC	International Astronautical Congress
IDF	Inverse Diffusion Flame
ISO	International Organization for Standardization
ISS	International Space Station
JAMIC	Japan Microgravity Center
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
JEM	Japanese Experiment Module
LDPE	Low-Density Polyethylene
LED	Light Emitting Diode
LOC	Limiting Oxygen Concentration
LOI	Limiting Oxygen Index
MEXT	Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology
MFC	Mass Flow Controller
MLOC	Minimum Limiting Oxygen Concentration
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NGRC	NASA Glenn Research Center
NDF	Normal Diffusion Flame
NiCr	Nickel Chrome alloy
OI	Oxygen Index
PMMA	Polymethyl Methacrylate
SFOG	Solid-Fuel Oxygen Generator
STS	Space Transportation System
TC	Thermocouple

# 図一覽

Figure 1.1	Artemis Accords. Credits @NASA. ....	2
Figure 1.2	Cooperation policy of Japan in lunar exploration and lunar orbit manned base, Gateway. Credits @MEXT.....	2
Figure 1.3	Crew of Apollo 1, from the left, Virgil I “Gus” Grissom, Edward H. White, and Roger B. Chaffee during training in Florida, on January 27, 1967. Credits @NASA.....	4
Figure 1.4	The cockpit of Apollo 1 after the fire. Credits @NASA.....	4
Figure 1.5	Odyssey's damaged service module as seen from the lunar module Aquarius hours before reentry. Credits @Andrew Saunders.....	5
Figure 1.6	Astronaut Jerry Michael Linenger wearing a respirator mask following the 1997 fire aboard Mir from a solid-fuel oxygen generator (SFOG) fire. Credits @NASA. ....	7
Figure 1.7	Interior of ISS, Japanese Experiment Module “KIBO”. Credits @Google.....	7
Figure 1.8	Test chamber used for Test 1 and Test 4. Test chamber is large enough so that complete combustion of the specimen can occur with no more than 5% relative depletion of oxygen concentration. In addition, the test chamber shall not interfere chemically. Reproduced from Hosogai et al. (2015). ....	9
Figure 1.9	Experimental apparatus for determination of upward flammability of materials. Standard specimen holder for Test 1. Reproduced from ISO 14624-1:2003(E)..	10
Figure 1.10	Experimental apparatus for determination of flammability of electrical wire. Standard specimen holder for Test 4. Reproduced from ISO 14624-2:2003(E)..	10
Figure 1.11	(a) Zero-Gravity Centrifuge developed by NASA Glen Research Center. (b) Limiting Oxygen Concentration as a function of gravity level for Mylar. Reproduced from Olson et al. (2012). ....	12
Figure 1.12	FLARE project.....	13
Figure 1.13	Diagram of the Burke-Schumann problem. Adapted from Burke et al. (1928)...	15
Figure 1.14	Comparisons of modified Roper model of normal diffusion flames (NDFs) with experimental results of Sunderland et al. (2004). Upper figures: normal gravity experiments. Lower figures: microgravity experiments. Reproduced from Krishnan et al. (2008). ....	16
Figure 1.15	Effects of heat loss parameter on dimensionless flame speed for the freely propagating planer flame. ....	17
Figure 1.16	Maximum temperature in the reaction zone vs Damköhler number. Reproduced	

	from Fendell (1965).....	1 8
Figure 1.17	Mathematical model of opposed-flow flame spread. Adapted from de Ris (1969). .....	1 9
Figure 1.18	Effect of fuel thickness on flame spread rate in opposed-flow field. Reproduced from Hirano et al. (1977). .....	2 1
Figure 1.19	Effect of opposed-flow velocity on flame spread rates under various oxygen concentrations. Left: 12.7 mm thick PMMA slab. Right: 0.2 mm thick filter paper. Reproduced from Fernandez-Pello et al. (1981). .....	2 1
Figure 1.20	Simplified model of the opposed-flow flame spread. Adapted from Takahashi et al. (2002) and Bhattacharjee et al. (2003). .....	2 2
Figure 1.21	Correlation between dimensionless flame spread rates and Damköhler number. (a) 12.7 mm thick PMMA slab. (b) 0.2 mm thick filter paper. Reproduced from Fernandez-Pello et al. (1981). .....	2 4
Figure 1.22	Effect of opposed-flow velocity on flame spread rates under various oxygen concentrations. Low-flow velocity data have been obtained in microgravity environment produced by the drop tower experiments. A 0.076 mm thick cellulosic paper has been used as a test specimen. Reproduced from Olson (1991).....	2 4
Figure 1.23	Effect of opposed-flow velocity on limiting oxygen concentrations for a thermally thin sheet. (a) Experimental results for a 0.076 mm thick cellulosic paper. Reproduced from Olson (1991). (b) Numerical results for a thermally thin solid. Reproduced from Kumar et al. (2003). .....	2 5
Figure 1.24	Flammability map of NOMEX. Plots are experimental data, and a curved line represents limiting oxygen concentrations predicted by the Takahashi model. Reproduced from Takahashi et al. (2019). .....	2 8
Figure 1.25	Left: Computed flame shape spreading over a thermally thin solid fuel. Right: Time sequence photos of opposed-flow flame spread over a 0.10 mm thick PMMA in microgravity environment. Opposed-flow velocity = 3 cm/s and oxygen concentration = 20.1%. Reproduced from Carmignani et al. (2018). .....	2 9
Figure 1.26	The model of the effective flow velocity due to the presence of the velocity boundary layer. Adapted from Bhattacharjee et al. (2014).....	3 0
Figure 1.27	3D view of opposed-flow flame spread over a planar solid and a cylindrical solid, .....	3 1
Figure 1.28	Radiative heat loss parameter as a function of opposed-flow velocity with different radius of solid fuel.....	3 2
Figure 1.29	(a) Flame spread rate as a function of ambient pressure for LDPE insulated Fe and NiCr wire in normal gravity with horizontal configuration. (b)Flame spread rate as a function of opposed-flow velocity for LDPE insulated NiCr wire in microgravity. (c) Instantaneous flame shape observed during horizontal flame spread in normal gravity with different ambient pressure. (d) Instantaneous flame shape observed	

during opposed-flow flame spread in microgravity with different flow velocity. (a) and (c) are reproduced from Nakamura et al. (2009). (b) and (d) are reproduced from Fujita et al. (2002)..... 3 5

Figure 1.30 (a) Flame spread rate as a function of wire inclination angle for LDPE insulated Cu and NiCr wire in normal gravity. (b) Flame spread rate as a function of ambient oxygen concentration for LDPE insulated Cu and NiCr wire in normal gravity with downward configuration. (c) Instantaneous flame shape observed during flame spread in normal gravity with different wire inclination angle. (d) Instantaneous flame shape observed during downward flame spread in normal gravity with different oxygen concentration. (a) and (c) are reproduced from Hu et al. (2015). (b) and (d) are reproduced from Konno et al. (2019)..... 3 7

Figure 1.31 (a) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu and NiCr wires as a function of opposed-flow velocity in both microgravity and normal gravity with horizontal configuration. Reproduced from Takahashi et al. (2013). (b) Limiting oxygen concentrations of ETFE insulated Cu wire as a function of opposed-flow velocity in both microgravity and normal gravity with horizontal configuration. Reproduced from Mizutani et al. (2018). (c) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu and NiCr wires as a function of wire inclination angle in normal gravity. Reproduced from Yoshioka et al. (2014). (d) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu wire as a function of initial ignition power in microgravity with 10 cm/s forced flow velocity. Reproduced from Nagachi et al. (2020). ..... 3 9

Figure 2.1 Schematic of experimental apparatus used for downward flame spread test in normal gravity environment. .... 4 3

Figure 2.2 (a) Schematic diagram of experimental apparatus. (b) Illustration of a TC attachment method on the surface of a wire core. (c) Photograph of TC mounted on wire sample. Reproduced from Konno et al. (2020)..... 4 4

Figure 2.3 Experimental apparatus for determination of limiting oxygen concentration of electric wire with downward spread configuration in high forced flow field. (a) Combustion chimney and flow duct. (b) Flow control system. (c) Sample holder for a thin electric wire. (d) Gas torch for ignition..... 4 5

Figure 2.4 Example of flame edge detection for LDPE insulated Cu wire under 19vol.% O<sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (a) The original image. (b) The averaged luminance of the original image surrounded by green dashed lines. Vertical red lines correspond to the location of the flame front and the location of the flame tail. (c) The averaged luminance of the original image surrounded by red solid line. Horizontal blue lines correspond to the location of flame radius. .... 4 7

Figure 2.5 Example of analysis with LDPE insulated Cu wire under 19vol.% O<sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (a) Time history of the position of the flame front, flame length, and flame radius. (b) Instantaneous flame spread rate. A horizontal

	gray line corresponds to the spread rate determined by the linear fitting of the position of the flame front versus time. ....	4 8
Figure 2.6	(a) Original data: Time history of temperature of a Cu wire during flame spread under 21vol.% O <sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (b) Processed data: Simulated temperature profile along a Cu wire during flame spread under 21vol.% O <sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. Horizontal dashed lines represent ambient temperature and pyrolysis temperature of LDPE. ....	5 0
Figure 3.1	(a) The shape of candle flame in normal gravity. (b) The shape of a spreading flame along LDPE insulated Cu wire in normal gravity. (c) The shape of a spreading flame along LDPE insulated NiCr wire in normal gravity. ....	5 1
Figure 3.2	Effect of the mass loss rate on the visible flame length under a fixed surrounding condition. Oxygen concentration is fixed at 21vol.% and forced flow velocity is fixed at 10 cm/s. A solid line indicates the prediction with Eq. (3.8). ....	5 5
Figure 3.3	Visible flame length as a function of the mass loss rate. Shape of each marker denotes flow velocity. Face and edge colors of each marker represent oxygen concentration and core material, respectively. A solid line indicates the best-fit straight line determined by the least-square method. ....	5 7
Figure 3.4	Correlation between visible flame lengths and Roper model's predictions. Shape of each marker denotes flow velocity. Face and edge colors of each marker represent oxygen concentration and core material, respectively. The location of a solid line corresponds to the matching point between theory and experiment. ....	5 8
Figure 3.5	Comparison between visual flame size and Roper model prediction. Green line corresponds to the prediction. Wire sample is LDPE insulated Cu wire. Ambient flow velocity is 10 cm/s. From the left $X_{O_2, \infty} = 0.17, 0.19, 0.21, 0.23$ , respectively. All images are processed by frame averaging of the recorded video. ....	5 9
Figure 4.1	Conceptual description of opposed flame spread over an electrical wire. ....	6 2
Figure 4.2	Correlation between dimensionless heat loss, $\phi_{loss}$ and dimensionless flame spread rate, $\eta f$ . Reproduce from Konno et al. (2020). ....	6 6
Figure 4.3	Effect of core material on the temperature profile along a wire core at 21vol.% O <sub>2</sub> concentration and 4 cm/s forced flow velocity. Each solid line represents averaged data of three repeated tests. Shaded regions indicate the standard deviation of variations between tests. Horizontal dash-dot lines denote pyrolysis temperature of LDPE and ambient temperature. Flame spread rates written in the legend are averaged value of three repeated tests. Reproduce from Konno et al. (2020)...	6 7
Figure 4.4	Effect of O <sub>2</sub> concentration on temperature profile along (a) Cu, (b) Fe, and (c) NiCr wires. Each solid line represents averaged data of three repeated tests. Shaded regions indicate the standard deviation of variations between tests. Reproduce from Konno et al. (2020).....	6 8
Figure 4.5	Comparison between the fitting curves and the measured temperature profiles for	

	Cu, Fe, and NiCr wires at 21vol.% O <sub>2</sub> concentration and 4 cm/s forced flow velocity. Reproduce from Konno et al. (2020).....	7 0
Figure 4.6	The predictions of effective heat diffusion length in unburned zone from theory are compared with the experimental results for Cu, Fe, and NiCr wires. Face and edge colors of each marker represents O <sub>2</sub> concentration and airflow velocity, respectively. Error bars denote the standard deviation of variations between tests. Reproduce from Konno et al. (2020).....	7 0
Figure 4.7	(a) Measured flame spread rate as a function of O <sub>2</sub> concentration for Cu, Fe, and NiCr wires. (b) Dimensionless flame spread rate as a function of O <sub>2</sub> concentration for Cu, Fe, and NiCr wires. Error bars denote the standard deviation of variations between repeated tests. Reproduce from Konno et al. (2020).....	7 2
Figure 5.1	A model of opposed- flame spread over an electric wire. ....	7 5
Figure 5.2	The model of the effective flow velocity due to the presence of the velocity boundary layer. Adapted from Bhattacharjee et al. (2014).....	8 0
Figure 5.3	Existence of two steady solutions. Curved line corresponds to a mapping of the R.H.S. of flame spread formula as a function of flame spread rate. ....	8 6
Figure 5.4	Stability of two steady solutions. A filled circle point corresponds to an approximate larger solution. Open circle corresponds to an approximate smaller solution....	8 7
Figure 5.5	(a) Variations of heat input from a flame to the electric wire with flame spread rate. (b) Variations of heat loss from the surface of electric wire with flame spread rate. (c) Variation of flame length and effective heat diffusion length with flame spread rate. Calculation conditions is 25 cm/s flow velocity and 17vol.% O <sub>2</sub> concentration with a Cu wire. ....	8 8
Figure 5.6	Comparison of temperature profile along Cu wire.....	8 9
Figure 5.7	Flame spread rate as a function of Damköhler number: Effect of O <sub>2</sub> concentration on flame spread rate at 25 cm/s flow velocity for Cu and NiCr wire. ....	9 0
Figure 5.8	Flame spread rate as a function of O <sub>2</sub> concentration: Comparison between theory and experiments. ....	9 1
Figure 5.9	Flame spread rate as a function of Damköhler number: Effect of opposed flow velocity on flame spread rate for Cu wire. ....	9 2
Figure 5.10	Flame spread rate as a function of opposed-flow velocity. Top: Cu wire. Bottom: NiCr wire.....	9 3
Figure 5.11	Limiting oxygen concentration as a function of opposed-flow velocity for LDPE insulated Cu and NiCr wires. ....	9 5
Figure A.1	Specific heat, thermal conductivity, viscosity of each species.....	1 0 6
Figure A.2	Binary mass diffusivity of oxygen in nitrogen. Comparison between Chapman-Enskog theory and empirical function used in Roper model. ....	1 0 7
Figure B.1	(a) Adiabatic flame temperature as a function of mole fraction of oxygen in oxidizer. (b) Combustion products at equilibrium state. $T_{\infty}=298$ K, $p=1$ atm, diluent is N <sub>2</sub> .	

	.....	1 0 9
Figure C.1	Flowchart diagram of the iterative calculation to compute steady solutions.	1 1 0
Figure C.2	Fixed point iteration using different initial flame spread rate. Cu wire, 17vol.% O2 concentration, 25 cm/s flow velocity. ....	1 1 1
Figure D.1	Flowchart diagram of the iterative calculation to compute correction factor of flame temperature which provide quasi-stable point for measured extinction condition. ....	1 1 3
Figure D.2	Effect of forced flow velocity of HOI on the empirical reaction parameters... ..	1 1 4
Figure D.3	Left: Effect of flow velocity on the correction factor of adiabatic flame temperature, $\Omega$ . Right: Effective flame temperature modified with $\Omega$ as a function of flow velocity. ....	1 1 5
Figure D.4	Relation between maximum flame temperature and stretch rate for various fuel concentrations. Reproduced from Maruta et al. (1998). ....	1 1 5
Figure E.1	The window of GUI for video analysis. ....	1 1 6
Figure E.2	An output file. The analysis results and the variables and arguments used in the analysis are automatically saved as a .csv file. ....	1 1 8

# 表一覽

Table 1.1	Shuttle fire-risk experience. Translated from Friedman (1994) [14].....	6
Table 1.2	Typical tests for spacecraft fire safety and their objectives [18]. .....	8
Table 2.1	Geometrical configurations of laboratory wire samples. ....	4 6
Table 5.1	Empirical reaction parameters and volumetric heat loss coefficient. ....	8 5
Table A.1	Properties of insulation and wire core materials. ....	1 0 0
Table A.2	Coefficients for specific heat [A unit of $cp_0$ is J/(mol·K)] [202]. ....	1 0 4
Table A.3	Coefficients for viscosity [A unit of $\eta$ is g/(cm·s) $\times 10^{-6}$ ] [203]. ....	1 0 5
Table A.4	Coefficients for conductivity [A unit of $\lambda$ is W/(cm·K) $\times 10^{-6}$ ] [203]. ....	1 0 5
Table A.5	Molecular weight and Lennard-Jones parameters [205].....	1 0 5
Table B.1	Enthalpy of formation of species [202]. ....	1 0 9
Table E.1	Functional descriptions of each widget in the GUI window.....	1 1 7



# 1. 序論

本論文は有人宇宙プログラムにおける火災安全の保障を目的として、宇宙居住空間において潜在的な火災発生源として認識される電線材料の燃焼現象について基礎燃焼学の観点から論ずるものである。火災研究の領域における古典的な問題の一つである燃え拡がりに着目し、燃え拡がり速度と消炎限界に対する心線材質や周囲環境の影響について実験的検討と理論解析を行った。本章の前半では、約60年にわたる有人宇宙開発の歴史と今後の展望について触れながら、有人宇宙開発における火災対策や危機管理対策が見直された背景と現在の安全基準が抱える課題についてまとめる。そして筆者が本研究を通じて携わる国際共同研究 FLARE プロジェクトの概要を記すとともに、宇宙火災対策における燃焼研究の意義について論じる。後半では本研究に関連する古典的研究から最新の研究に至る包括的な説明を行い、本論文で取り組むべき課題を明確化して研究目的を述べる。

## 1.1. 有人宇宙開発における火災安全性の保障

### 1.1.1. 有人宇宙プログラムの今後の展望と宇宙居住空間の安全性

#### □ アルテミス計画とアルテミス合意

2020年10月12日から14日に開催された国際宇宙会議(International Astronautical Congress, IAC)<sup>i</sup>にて日本を含む8カ国<sup>ii</sup>の代表が、月や火星探査に関する基本的原則と国際連携の在り方を定めたアルテミス<sup>iii</sup>合意に署名した[1] (Figure 1.1)。署名式では米国が提案する国際有人宇宙探査プロジェクト「アルテミス計画」を含む広範な宇宙探査・宇宙利用に関して関係各国の共通認識が確認され、今後の有人宇宙探査の国際協力を強化するだけでなく、国家間の平和的関係を強化することが約束された。現在も活発に利用されている大規模有人宇宙実験施設「国際宇宙ステーション(International Space Station, ISS)」が20年もの長きにわたり安定した運用ができているのも、関係各国の国際協力が無くしては成らないものである。本年度に改めて宇宙開発・宇宙ビジネスに関わる政治的宣言が国家間でなされたことにより21世紀に有人宇宙開発がさらなる躍進を遂げる

<sup>i</sup> 国際宇宙航行連盟、国際宇宙航行アカデミーおよび国際宇宙法学会が、毎年秋季に開催する宇宙会議であり、2020年は新型コロナウイルスの影響を受けてオンラインで開催された。

<sup>ii</sup> 8カ国にはアメリカ合衆国、アラブ首長国連邦、イギリス、イタリア、オーストラリア、カナダ、日本、ルクセンブルクが含まれる。今後より多くの国が協定に署名することが期待されている。

<sup>iii</sup> アルテミスはギリシャ神話に登場する月の女神である。アポロ計画の由来となったアポローンとは双生児とされている。



Figure 1.1 Artemis Accords. Credits @NASA.

ことが見込まれる。

アルテミス計画とはアメリカ航空宇宙局（National Aeronautics and Space Administration, NASA）が提案する壮大な国際有人宇宙探査プロジェクトである[2]。計画では2024年に有人月面着陸，2030年には有人火星着陸を目指すと発表されている。また2020年7月10日に萩生田文部科学大臣とNASAのBridenstine長官は、アルテミス計画に関連した共同宣言に署名し日本がアルテミス計画に正式に参画することが宣言された。日本の具体的な協力内容についてはFigure 1.2の

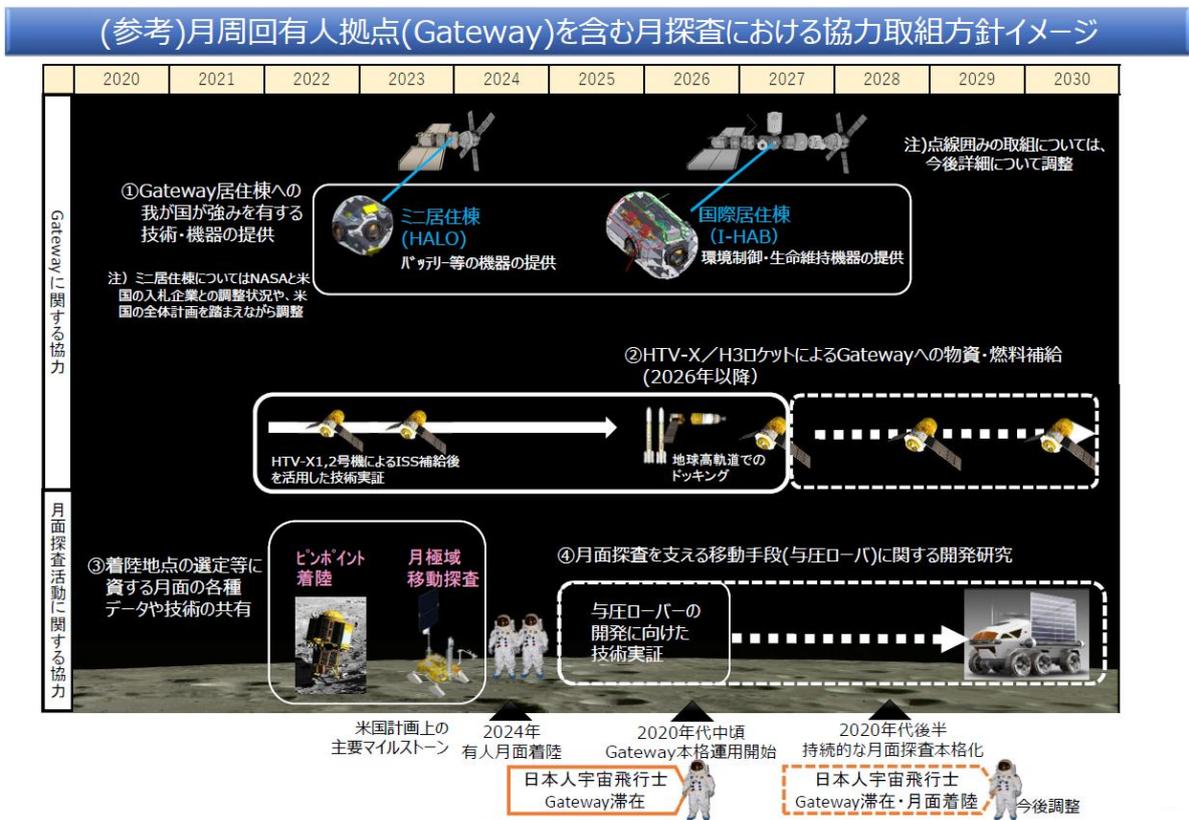


Figure 1.2 Cooperation policy of Japan in lunar exploration and lunar orbit manned base, Gateway. Credits @MEXT.

ように文部科学省が発表している[3]。日本は月周回有人拠点「Gateway」の居住モジュールの建設、物資補給船、有人月面探査ローバーの開発で中心的に協力することが示されておりアルテミス計画を遂行するにあたり主要な役割を担う。日本人宇宙飛行士の Gateway 搭乗と月面活動の機会も検討されており、これを見据えて 2020 年 10 月 23 日に文部科学省は、宇宙航空研究開発機構（Japan Aerospace Exploration Agency, JAXA）が 2021 年秋頃から実に 13 年ぶりに日本人宇宙飛行士を新たに募集することを発表した[4]。アルテミス世代の新たな日本人宇宙飛行士が日本人初の月面着陸を達成することが期待される。

## □ 宇宙居住空間の安全性

有人宇宙ミッションは宇宙飛行士の生命維持が大前提として進められる。地球外環境を人類の生活拠点にするには、生命維持に必要な大気、水、食料の安定した供給や、廃棄物処理などといった複雑な問題を統合的に管理しなくてはならない。それと同時に防災対策と危機管理対策も同じレベルで考える必要がある。

宇宙居住空間で起こりうるハザードの一つに火災が挙げられる。高い気密性を有する宇宙船内でひとたび火災が発生すると、有毒ガスの蓄積、温度上昇、圧力上昇がすぐさま起こり宇宙飛行士の生命が著しく脅かされることになる。また当然ではあるが、真空の船外へ脱出することは不可能であり、外からの救助を求めることもできない。さらに、地上とは異なる大気組成と重力環境である宇宙構造物内では、火災・煙・消火剤の振る舞いが大きく異なるため地上での防災対策をそのまま宇宙構造物に適用するわけにはいかない。そのため、宇宙の特殊環境に対応した独自の火災検知方法や消火プロトコルを備えておく必要がある。

JAXA では有人宇宙開発を進めるにあたり、あらゆる事態を想定したハザード解析を行い、ハザードが発生したときの宇宙飛行士への傷害および船体の喪失と損傷の度合いに応じてハザードを「カタストロフィック・クリティカル・マージナル」の三つにカテゴリー分けをしている[5]。その中で火災は最も致命的なカタストロフィックハザードとして分類されている。NASA の技術ロードマップ[6]および Spacecraft Environmental Control and Life Support System (ECLSS)[7]においても火災対策はとりわけ慎重に扱うべき項目と位置づけている。今後のアルテミス計画で想定される有人宇宙ミッションの超長期化と高度化により宇宙構造物はこれまで以上に複雑化し、火災検知の難しさや火災発生時の対処の困難さが増すことが考えられる。このような背景から近年各国の宇宙機関では宇宙火災安全性の保障に関するリスク管理とハザード管理の見直しが行われている[8]。

### 1.1.2. 過去の宇宙火災事例と宇宙構造物における潜在的な火災リスク

今日人類は地上に生還することを前提とした有人宇宙飛行技術を確立し、さらには地球周回軌道上での安定した長期滞在を可能にする高い技術力を手に入れたと言っても過言ではない。しかしながら、約 60 年にわたる有人宇宙プログラムの歴史においてミッションの中断を余儀なくされた重大な火災事故が複数発生している。ここでは過去の有人宇宙ミッションで実際に起こった火災事故を紹介し、宇宙火災に関する防災対策と危機管理対策が見直された背景と宇宙船内における潜在的な火災リスクについて論じる。

## □ アポロ計画における事例

1961年から1972年に米国によって進められたアポロ計画では、人類史上初の月面到達という偉大な業績が成し遂げられた[9]。しかしながら、プロジェクトの最中二つの重大な火災事故に見舞われた。一つ目は1967年1月27日にアポロ1号打ち上げ前のリハーサル中に船内で発生した火災である[9][10]。3名の宇宙飛行士が犠牲となった悲惨な事故である（Figure 1.3）。Figure 1.4の鎮火後の船内の様子から発生した火災事故の激しさが伺える。今では信じられないかもしれないが、当時の宇宙船内は高圧の純酸素で満たされていた。このような環境下では一般的に燃焼しないと想定されるものでも爆発的な燃焼性を示すことが容易に考えられる。それにも関わらず当時の宇宙船内には多くの可燃物が搭載されていた。このことから当時の技術者たちが宇宙火災安全に対する認識を十分に持ち合わせていなかったことが伺える。この痛ましい事故をきっかけに、有人宇宙開発における防災対策と危機管理対策の重要性が認識されるようになり、その後、宇宙船内の酸素濃度は下げられ船内には火災検知器を取り付けるなどといった火災対策が取られるようになった。なお、現在のISS船内は地上の大気組成に近い酸素濃度21%にすることが規定されている。



Figure 1.3 Crew of Apollo 1, from the left, Virgil I “Gus” Grissom, Edward H. White, and Roger B. Chaffee during training in Florida, on January 27, 1967. Credits @NASA.



Figure 1.4 The cockpit of Apollo 1 after the fire. Credits @NASA.

二つ目は 1970 年 4 月 11 日のアポロ 13 号の月軌道上における酸素タンク爆発事故である[11]. Figure 1.5 は事故後に撮影された船体の様子<sup>iv</sup>である[12]. 酸素タンクが搭載されていた船体の右側面が激しく損傷されて、船内の支援装置なども修復不可能な致命的状態に陥った. 月軌道からの脱出が絶望的とされた状況からの奇跡的な地球への帰還は、後に「輝かしい失敗」と称され Ron Howard により映画化されている[13]. 様々な小さなミスを重ねる合いによって起こった重大事故ではあるが、最終的な爆発に至った原因は液体酸素タンクの内部に取り付けられた攪拌ファンの電気ケーブルが過熱し短絡したことであった. タンク内部の損傷したケーブルから発生した電気火花により電線被覆が発火し、タンク内の液体酸素が一瞬の内に気化した. その後、タンクが内圧に耐えられなくなり爆発したと報告されている. 爆発時の船内の衝撃は船体に小惑星が衝突したと乗組員らが勘違いをするほどであったとされている.

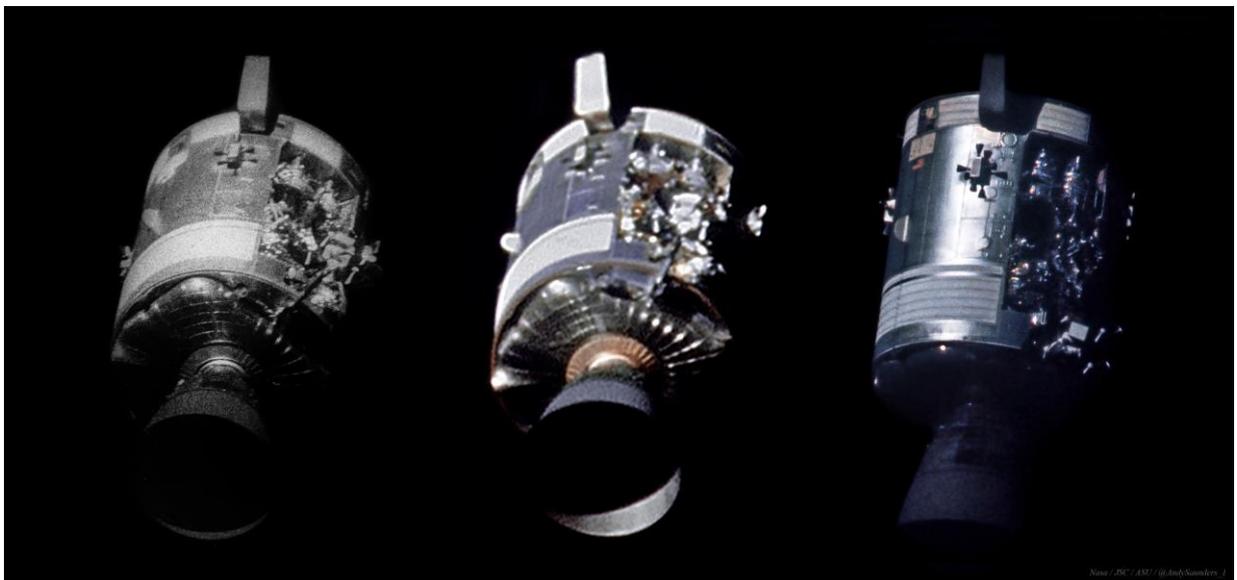


Figure 1.5 Odyssey's damaged service module as seen from the lunar module Aquarius hours before reentry. Credits @Andrew Saunders.

## □ スペースシャトルミッションにおける事例

アポロ計画での火災事故を教訓に、米国の宇宙開発プログラムにおける火災対策と危機管理対策は見直され、プロジェクトの計画遂行よりも安全性が優先されるようになった. このことが功を奏し、アポロ計画以降の米国の有人宇宙プログラムでは重大な火災事故は報告されていない. しかしながら、スペースシャトルミッションにおいても重大事故に繋がりがねないインシデントが複数報告されている[14]. その多くは軌道上での電子機器の故障と電気配線の過熱または短絡である. スペースシャトルミッションで発生した火災に関連する不具合および事故の事例を Table 1.1 にまとめる.

<sup>iv</sup> 月軌道における事故という稀なデータであることから、現在もなお事故原因の追求とその分析方法の検討が行われている. Figure 1.5 には 2020 年に Andy Saunders が最新の画像処理技術を用いて合成した画像が示されている[12].

Table 1.1 Shuttle fire-risk experience. Translated from Friedman (1994) [14].

ミッション名	日付	不具合の内容	結果と応答
STS <sup>v</sup> -6	1983年4月	材料生成ユニット付近で機器の過熱により電線被覆が溶融し損傷。クルーが異臭を検出。	船内空気の汚染などは検知されず。
STS-28	1989年8月	印刷通信機への配線が折れ曲がったまま使用され、被覆が損傷し配線が短絡。クルーが電気火花と煙の発生を検出。	船内空気の汚染と煙の充満が検知された。電気回路のブレーカは作動しなかった。
STS-35	1990年12月	ディスプレイに使用されていた抵抗が過熱し故障。クルーが異臭を検出。	船内空気の汚染などは検知されず。
STS-40	1991年6月	冷蔵庫と冷凍庫のファンが過熱し故障。クルーが刺激臭を検出。	船内空気が汚染されていたことが検知された。
STS-50	1992年6月	負圧装置の電子コンデンサが過熱し故障。クルーが異臭を検出。	船内空気の汚染などは検知されず。

## □ ミール宇宙ステーション<sup>vi</sup>における事例

ミール宇宙ステーションは旧ソ連によって打ち上げられた人類初の有人宇宙施設である。米国のスペースシャトルとのドッキングや日本人を含めた他国の宇宙飛行士の滞在など、宇宙産業を国際協力の舞台へ発展させる輝かしい功績を残した[15]。しかしながら、施設の老朽化が進むに連れて様々なトラブルに見舞われた。1997年2月23日には船内で深刻な火災事故が発生した。出火原因は船内の酸素供給システムのバックアップ装置である化学的酸素生成器（Solid-Fuel Oxygen Generator, SFOG<sup>vii</sup>）の不具合であった。水の電気分解を利用したメインの酸素供給システムはクルー3名が滞在することを想定して設計されていた。しかしながら、事故発生時はクルー交代のために一時的に6名のクルーが船内に滞在し、そのとき船内で不足する酸素はバックアップ装置のSFOGで補うことになっていた。出火元が酸素供給源であったため出火後、火災は瞬く間に拡大し事故に遭遇したJerry Linenger宇宙飛行士によると船内では1 m以上の火柱が立ち上がり周囲の金属が融解するほどの強烈な火災であったという[16]。幸いにもクルーらの懸命な消火活動と適切な危機管理により火災は無事鎮火されたが、船内には視界を遮るほどの黒煙と有毒ガスが充満し船内の空気は呼吸ができないほどの汚染状態に陥った。クルーらは船内の空気が浄化されるまでの数時間、人工呼吸器またはサージカルマスクをつけて作業を行うことを余儀なくされた (Figure 1.6)。

<sup>v</sup> 米国のスペースシャトルの公式名称は Space Transportation System である。ミッション名はこの頭文字を利用した STS に番号をつけて付与される。

<sup>vi</sup> ミールはロシア語で平和・世界を意味する。ロシアが ISS 計画へ参加し、ミールを運用する予算を用意できなくなったことと施設の老朽化から、ミールは 2001 年 3 月 23 日に南太平洋に制御落下させられ運用を終了した。

<sup>vii</sup> 過塩素酸カリウム (KClO<sub>4</sub>) の分解反応により酸素を生成させる装置である (Potassium perchlorate canister)。



Figure 1.6 Astronaut Jerry Michael Linenger wearing a respirator mask following the 1997 fire aboard Mir from a solid-fuel oxygen generator (SFOG) fire. Credits @NASA.

#### □ 過去の事例からわかる宇宙火災の特徴と必要な対策

過去の宇宙火災事例から、宇宙居住空間における火災事故の多くが電子機器の故障や電気配線の過熱・短絡が原因である電気火災によって引き起こされていることがわかる。地上の住宅火災における出火原因の上位を占めるタバコの不始末と放火[17]のリスクが除外された環境では至って自然な結果と考えてもよいだろう。しかしながら、宇宙船内には生命維持に必要な装置や実験機器が無数に搭載されており、それらに電力を供給するための電気ケーブルがあたり一面に張り巡らされている (Figure 1.7)。そのため、宇宙船内は一般的な住宅よりも電気火災の発生リスクが高い環境にあると言える。

電気火災の危険性は「火気を使用している意識が無いこと」と「機器内部の基板や配線で問題が生じた際には監視が行き届かないこと」により、異常事態の察知に遅れが生じることにある。アポロ計画での火災事故や STS における不具合などが代表的な例である。そのため、異変に気が付いたときにはすでに対処することが困難な状態に陥っている可能性がある。したがって、宇宙火災の防災対策として求められる最初の要求は、火災の三要因である「可燃物・酸素・着火源」のうち一

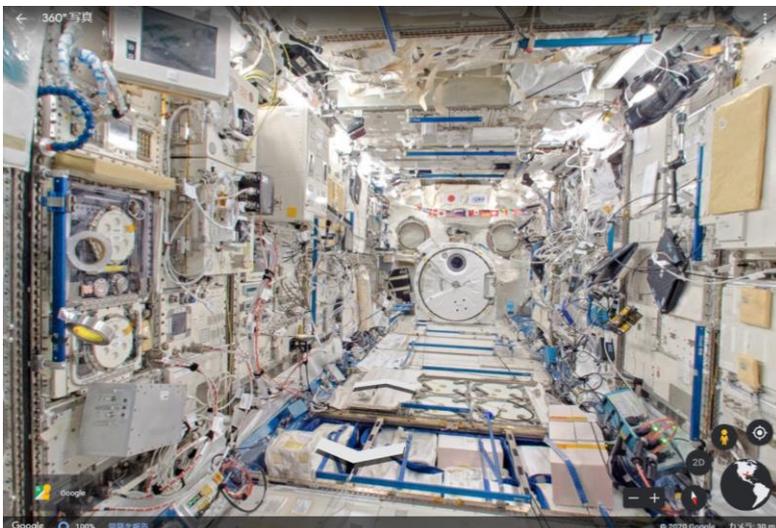


Figure 1.7 Interior of ISS, Japanese Experiment Module "KIBO". Credits @Google.

つを排除し「未然に防止する」ということにある。その次のステップとして火災が甚大な被害になる前に「早期発見」し「食い止める」といった対策が重要となる。

現在 ISS をはじめとする宇宙機に使用される非金属材料全般には、NASA が提案する火災安全基準 (NASA STD 6001B[18]またはその拡張版である ISO/TS16697[19]) が定められており、当試験に合格した材料以外の使用と持ち込みは原則として禁止されている。次項では現在の有人宇宙プログラムで施行されている火災安全基準の概要を紹介し、近年指摘され始めた当該基準が抱える課題について論じる。

### 1.1.3. 有人宇宙プログラムで適用されている火災安全基準とそれらが抱える課題

#### □ NASA-STD-6001B (ISO/TS16697) について

宇宙船内における可燃物の代表例に、原油を蒸留して得られるナフサを原料とした合成樹脂や合成繊維などが挙げられる。プラスチック材料をはじめとする合成樹脂は様々な用途に応じた加工・成形が容易であるため、現代社会にも幅広く普及している。耐熱性と難燃性が付与された様々な新材料も開発されているが、それらの機能はある一定の条件下で評価されたものであり火気や熱源に接すると燃焼する[20-25]。また難燃剤の添加により燃焼生成ガスの臭気や毒性が強くなることが指摘されている[26]。

このことから、NASA は有人宇宙プログラムにおいて独自の火災安全基準 (NASA-STD-6001B[18], ISO/TS16697[19]) を設け、宇宙機に搭載される材料に制限をかけている。現在 ISS プロジェクトに参加している各国は当基準に基づき宇宙火災安全性を確保していることになる。Table 1.2 に NASA-STD-6001B に規定される代表的な試験項目とそれらの目的をまとめる。

Table 1.2 Typical tests for spacecraft fire safety and their objectives [18].

試験名	試験内容	目的
Test 1	上方火炎伝播試験	材料が着火源に晒された時に自己消火性があるか、また隣接する材料を着火させる恐れのある飛散物や火の粉などを発生するかどうか検証する。使用予定で最も薄い厚みの試料で試験を実施。
Test 4	電線被覆燃焼試験	電線被覆が着火源に晒された時に自己消火性があるか、また隣接する材料を着火させる恐れのある飛散物や火の粉などを発生するかどうか検証する。AWG20 (外径 0.8 mm 程度) を標準試料として試験を実施。
Test 6	臭気試験	Test 7 に適合した材料および組立品から発生する不快臭や刺激臭を測定する。
Test 7	オフガス試験	材料および組立品を 50 °C で 72 時間加熱した時に発生するオフガス生成物の定性・定量分析。
Test 18	アークトラッキング試験	電線被覆の耐アークトラッキング性能の検定。アークによって生じる電線被覆の損傷を評価する。

Test 1 (ISO 14624-1[27]) が非金属材料全般に関する燃焼試験であり、Test 4 (ISO 14624-2[28]) は電線被覆材料に特化した燃焼試験である。燃焼試験以外にも、分解ガスの臭気性および毒性に関する試験 (Test 6 と Test 7) と電線被覆の耐トラッキング性試験 (Test 18) がある。本論文では材料の難燃性評価に関わる Test 1 と Test 4 について取り上げそれらの詳細を記す。

## □ 難燃性評価試験

Figure 1.8 に難燃性評価試験で使用される装置全体の概要を示す。また Figure 1.9 と Figure 1.10 に Test 1 と Test 4 で使用される試料ホルダーの概略図を示す。試料ホルダーに設置された試料の下端から 20 cm 下方には紙 (K-10) が置かれ、燃焼時に生成される飛散物の着火性の判定に使用される。試験時の燃焼容器内の雰囲気組成は、材料が搭載される予定の宇宙機のモジュールにおいて、材料の燃焼性が最も高くなる条件を想定して酸素濃度と圧力が設定される。なお、電線材料については通電加熱により心線温度を 125°C もしくは最高使用温度に保ちながら試験を行うことが規定されている。両試験では試料下端をイグナイターで着火し、試料に沿って上方向に燃え広がる火炎が自己消炎<sup>viii</sup>するかどうか、また燃焼時に生成される飛散物が下方の紙へ着火しないかどうか検証する。

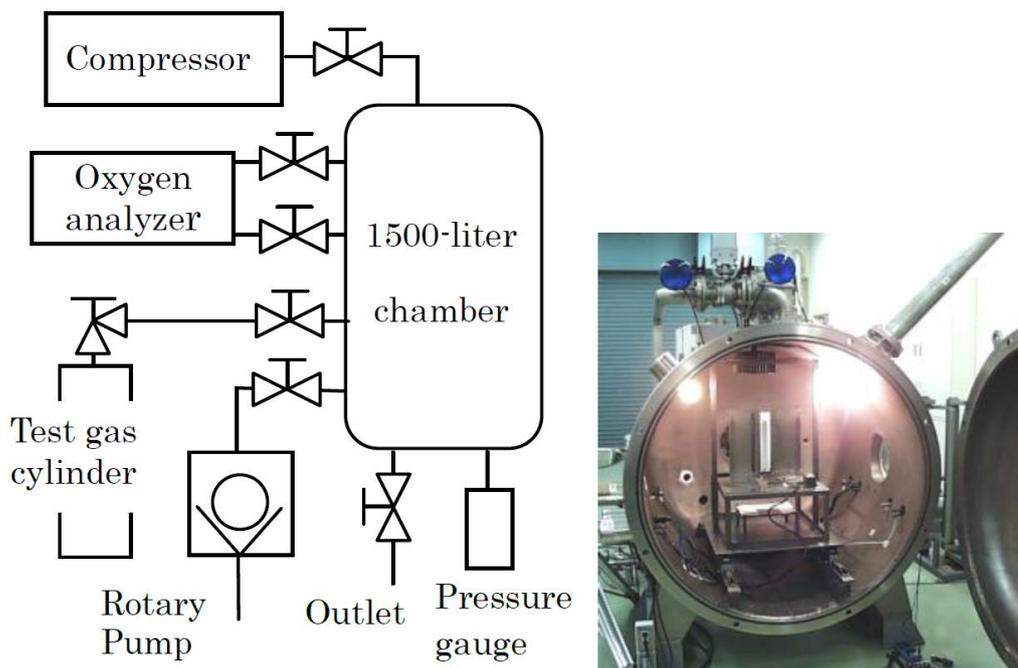


Figure 1.8 Test chamber used for Test 1 and Test 4. Test chamber is large enough so that complete combustion of the specimen can occur with no more than 5% relative depletion of oxygen concentration. In addition, the test chamber shall not interfere chemically. Reproduced from Hosogai et al. (2015).

<sup>viii</sup> ここで言う自己消炎の定義は、着火後に試料下端から 15 cm 以内で火炎が消炎することである。15 cm の判定は火炎によって試料が燃え尽くされた箇所を基準に行われる。着火限界ではなく、着火後の燃え拡がり限界に基づき難燃性を評価していることに留意が必要である。

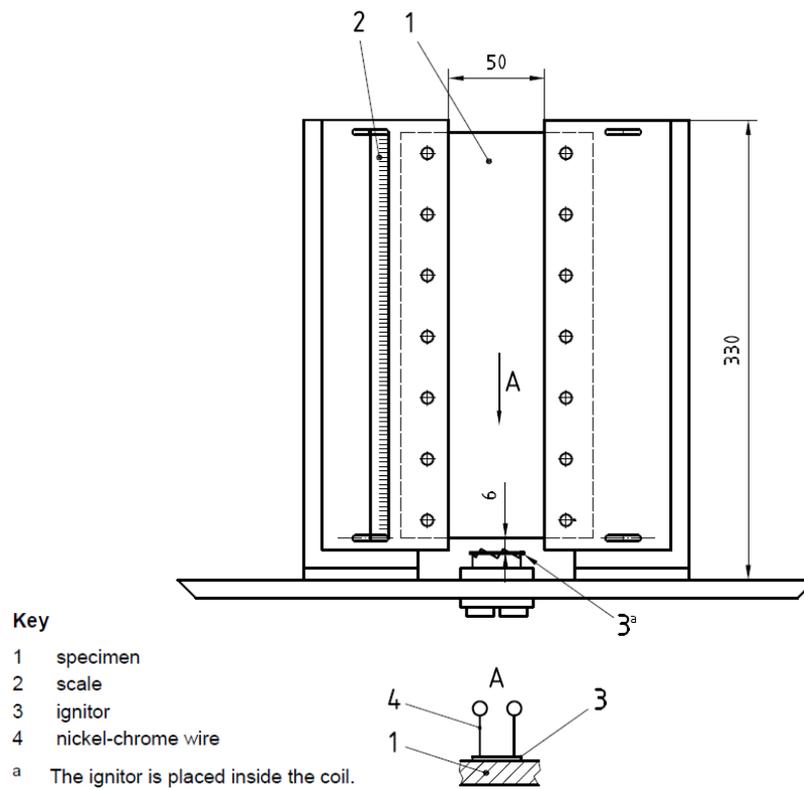


Figure 1.9 Experimental apparatus for determination of upward flammability of materials. Standard specimen holder for Test 1. Reproduced from ISO 14624-1:2003(E).

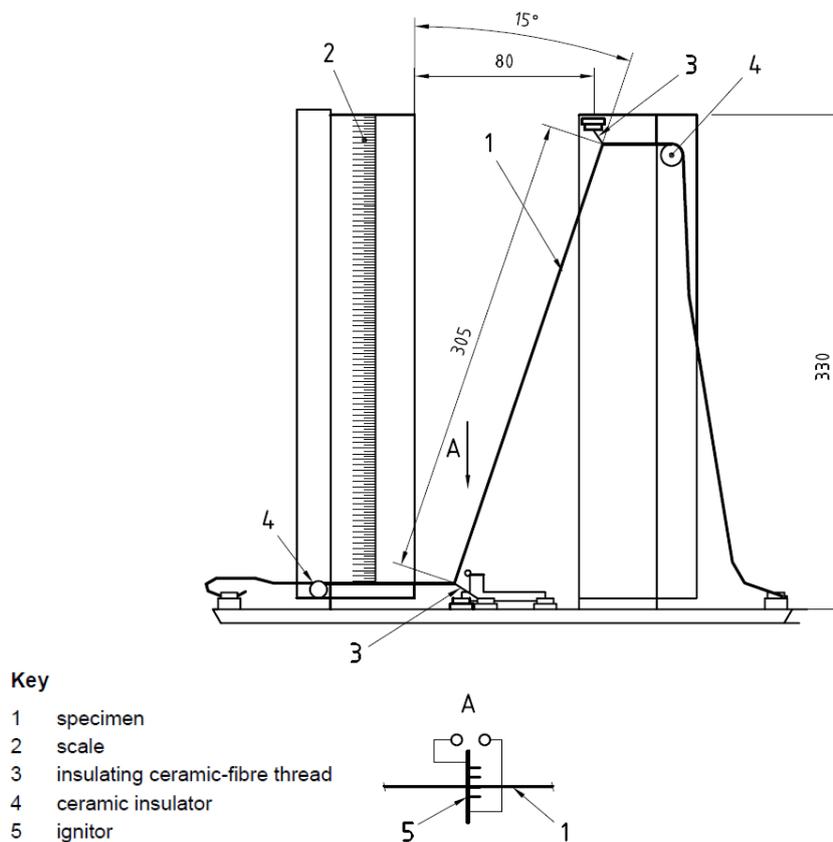


Figure 1.10 Experimental apparatus for determination of flammability of electrical wire. Standard specimen holder for Test 4. Reproduced from ISO 14624-2:2003(E).

これらの試験法は、これまでの NASA の経験則に基づき宇宙船内において火災が発生しうる最悪条件を想定して定められたものである。幾度もの改定が重ねられ現在の形に至る<sup>ix</sup>。先にも述べたように、米国の宇宙開発プログラムではアポロ計画以降に重大な火災事故は発生していない。そのため NASA-STD-6001B は現在までの有人宇宙プログラムにおける火災安全性を確保し続ける、高い実績を誇る火災安全基準と言える。しかしながら、近年当該基準について下記のような問題点が指摘されている。

#### □ アクセシビリティについて

一つ目の問題は、試験を実施できる機関が NASA と JAXA (ESA は実験施設設置の準備中) の二機関に限られており、民間に対する利便性が低いことにある[29]。米国では既に民間企業スペース X 社が開発した有人宇宙船クルードラゴンの本格的な運用が開始しており、国内ではアルテミス計画へ向けてトヨタ自動車と JAXA と共同で有人と圧ローバーの開発に着手している。また、クルードラゴンの打ち上げ成功を受けて NASA は「宇宙輸送技術のすべてを民間企業に委託し、顧客として宇宙産業に携わることで、コストや安全性、技術力を競い合うプロバイダーとともに経済と技術の発展の好循環を生み出したい」と宇宙開発利用参画への新たな方針を示した[30]。各国の予算の問題もあり潤沢な資金力と高い技術力を併せ持つ民間企業の協力は、今後の有人宇宙プロジェクトを推進するために必須であろう。このとき民間企業が最大限の力を発揮するには、各社が独自に実施し評価可能な火災安全基準が存在していることが望ましい状態である。そのため、宇宙火災安全に関わる試験法の利便化は、今後の宇宙開発利用を発展させるために各国の宇宙開発機関が取り組むべき重要な課題の一つと言えよう。

#### □ 難燃性評価方法について：Pass/Fail テストと試験結果の有効性

試験内容に関しても技術者および科学者から様々な問題が指摘されている[31–37]。前述の Test 1 と Test 4 はある限定された周囲環境条件における実用材料の Pass/Fail テストであるため、試験基準に関する合否結果以外のデータを得ることが困難である。そのため、使用環境や材料の形状に変更があった際には再試験を実施する必要があり試験コストが高いことが指摘されている。このような技術的側面のほかにも得られる試験結果の有効性に関しても様々な疑念が抱かれている。当基準において最も疑問視されていることは、通常重力場で実施された燃焼試験の結果をそのまま宇宙船内における火災安全基準としている点にある。前述したように Test 1 と Test 4 では宇宙船内において材料が晒される最悪の条件を想定して燃焼試験が実施される。このとき、酸素濃度と圧力に関しては容易に調節可能であるが、宇宙船内の代表的な特徴の一つである「微小重力環境」を再現して、それを火災安全基準に組み込むことは極めて非現実的である。そのため、現在施行されている宇宙火災安全基準は「通常重力場における上方燃え拡がりの燃焼形態が材料の燃焼性が最も高くなる条件」と仮定して運用されている。ところがこれまでの微小重力環境を利用した燃焼研究の成

---

<sup>ix</sup> アポロ計画時代の 1964 年 2 月 20 日に規定された「MA 0115-008, Flammability Testing, Nonmetallic-Materials for Manned Spacecraft」も含めると約 56 年の歴史を持つ試験である。

果によると「様々な固体材料の可燃限界が微小重力環境において拡大し得る」ことが明らかになってきた[31,38–41]. 2012年にNASAは宇宙産業での実用材料三種類 (Nomex® HT90-40, Ultem® 1000, Mylar® G) を対象に, 月や火星の重力レベルに相当する低重力環境で Test1 の上方燃え拡がり試験を模擬した燃焼試験を実施した[41]. Figure 1.11(a)に示す遠心加速度を利用した重力可変装置を開発し落下塔試験が行われた. 材料が自立燃焼できる酸素濃度の最低値と重力レベルの関係を Figure 1.11(b)のように報告している. 図からわかるように, 月と火星の重力レベルでは我々が普段生活している地球上よりも低い酸素濃度で材料の自立燃焼が維持されることが確認された. また, 宇宙船内での換気流を模擬して実施された微小重力環境の低流速条件における実験でも Figure 1.11(b)と等価な結果が数々の研究で報告されている. このことは, 各国の宇宙機関も認識しており現在国内外の大学および宇宙機関では, 様々な観点から微小重力場における燃焼現象の学術的調査が進められている[31,42–47]. 次項では筆者が本研究を通じて携わる宇宙火災安全性の向上を目的とした国際共同研究プロジェクトを紹介し, それらの目指すところをまとめる.

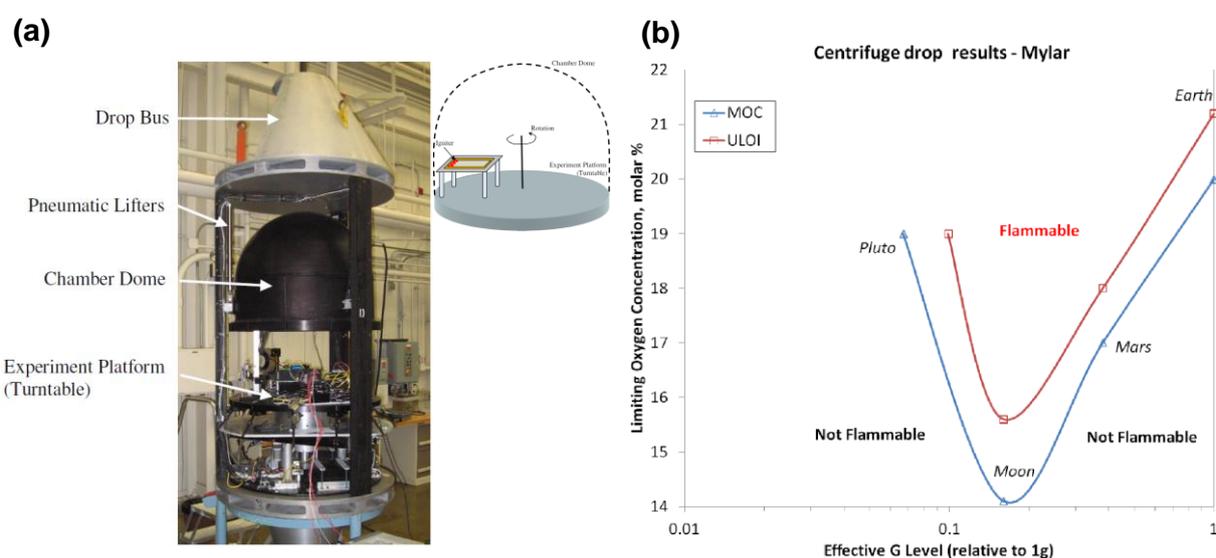


Figure 1.11 (a) Zero-Gravity Centrifuge developed by NASA Glen Research Center. (b) Limiting Oxygen Concentration as a function of gravity level for Mylar. Reproduced from Olson et al. (2012).

#### 1.1.4. 宇宙火災安全の向上を目指す国際プロジェクト

1.1.3 項に記したように, 宇宙船内で使用される材料の難燃性を的確に評価するためには, 材料の燃焼特性に対する重力影響を科学的根拠に基づき理解しておく必要がある. 地上場で微小重力場を実現する手段として落下塔や航空機を利用した実験などが存在するが, いずれも微小重力時間が限られていることや重力レベルの精度が悪いといった問題がある. そのため, 比較的長時間スケールの長い物理現象である燃え拡がりを観察するには, 理想的な実験条件を作り出すことが難しいといった課題がある. それら両者の問題を解決する手段として, 近年 ISS を利用した軌道上での固体材料の燃焼実験が行われている[48–51]. 最近では無人宇宙補給機 Cygnus を利用した大規模燃焼実

験（Saffire プロジェクト）も進められており最新の研究成果が文献[45,46,52]に報告されている。本項では日本の研究チームが主導する FLARE プロジェクトの概要とその目指すところについて紹介する。

## □ FLARE プロジェクト

FLARE は JAXA が進める宇宙火災安全性の向上を目的とした国際共同研究プロジェクトであり、第3期 ISS きぼう利用重点課題として2021年からISS日本実験棟きぼうを利用した宇宙実験が予定されている[33]。Figure 1.12 に示すロゴがデザインされており、各国の宇宙機関と国内外の大学が連携して研究開発が進められている。当該プロジェクトでは1.1.3項で記した宇宙火災安全基準が抱える問題を解決することを目指し、固体材料の燃え広がりに関する基礎研究と難燃性評価試験方法の開発が進められている。最終的にはNASA-STD-6001Bを補強する新たな国際宇宙火災安全基準を制定することを目指し、下記の内容を宇宙火災安全基準に組み込む試みが進められている。



Figure 1.12 FLARE project.

- **実証試験主義に変わる新たな難燃性評価手法の確立：**すでに産業界に幅広く普及している酸素指数試験法（ISO 4589-2[53]）を応用した標準試験法を提案し、材料の難燃性を定量的に評価可能にする。また民間への利便性に優れた試験法を提供する。
- **材料の燃焼性に及ぼす重力影響の定量的評価手法の確立：**酸素指数試験法で取得される各種材料の限界酸素指数（Oxygen Index, OI）に対する重力影響を評価可能な理論式を構築する。そして通常重力場と微小重力場における材料の難燃性の違いを定量的に評価できる火災安全基準を提案する。

宇宙火災安全性の向上を目的とした国内外の研究において、上記のような具体的かつ明確な目標を掲げて研究を進めているのは当研究チームのみであり世界的にも注目されている。また、宇宙開発利用に対する実用的な貢献のほかにも、燃焼学という広範な学術領域において固体燃焼に関わる

新たな学理が得られることに期待されている。プロジェクトで対象としている主な固体材料は Test 1 で使用される薄いシート状の非金属材料と Test 4 で使用される電線材料である。筆者は其中で電線被覆上の燃え拡がりや消炎現象を予測するための理論モデルの開発に取り組んでいる。本論文に記す研究成果は後者における肝要な内容であり、より詳細な研究目的を 1.3 節で述べる。

## 1.2. 本研究に関連する燃焼現象の基礎研究

先に紹介した宇宙火災安全基準も同様だが、材料の難燃性を評価する際に燃え拡がり試験が適用されることが多い。これは火災の初期段階において火災を拡大させる主なメカニズムが固体表面上を燃焼領域が拡大する燃え拡がり現象だからである。そのため、材料が外部熱源によって着火された後に自立燃焼に転じるかどうかの境界の条件を判定することは、火災対策において極めて有効な手段と考えることができる。このような背景から火災物理に関する基礎研究の一つとして燃え拡がりが盛んに研究されてきた。

燃え拡がりに関する研究では、自立燃焼時の「燃え拡がり速度」と火炎が消炎に至る「限界酸素濃度 (Limiting Oxygen Concentration, LOC)」に着目して研究が行われることが多い。これは気体燃焼の分野で「燃焼速度」と「可燃限界」を調査することに対応していると考えられる。また理論解析においてもそれぞれの取り扱いに類似している点があり、燃え拡がり速度と燃焼速度は「系の固有値問題」として解析される事が多い。しかしながら、両者には明確な違いが存在し、燃え拡がりの場合には気相と固相を（場合によっては液相も）同時に考える必要があるほか、火炎が進行した際にどれだけ固体が気化し、その後どのような火炎が形成され、そして火炎がどれだけ発熱するのか考える必要がある。そのため、燃え拡がりは燃焼学における種々の現象が複雑に相互作用することで定まる極めて興味深い現象である。本節では本研究を遂行するにあたり手掛かり足掛かりとなった主要な先行研究について紹介し、既往研究で明らかにされた内容と今現在において未解決な問題を明確化して、本論文で取り組むべき研究課題を分析する。

### 1.2.1. 軸対称の噴流層流拡散火炎

燃え拡がりで形成される火炎は、固体表面から気化した熱分解ガスと周囲の酸化剤が混合することで形成される一種の噴流拡散火炎と特徴づけることができる。そのため、燃え拡がり現象の解析を行う際に、噴流拡散火炎について理解を深めておくことは重要である。また、火炎長さは火炎性状を把握するための重要な情報の一つであり、すすの成長過程や火炎からの発熱量、輻射熱の影響などを検討する際の指標として頻繁に使用される。微小重力環境を利用した実験も数多く行われており、すす[54–62]や smoke point[63–69]、輻射熱輸送[70–72]などに着目した研究がなされている。ここでは噴流層流拡散火炎の形状を予測することを目的として行われた代表的な理論研究について紹介する。

噴流拡散火炎は 1928 年に Burke と Schumann[73]によって初めて詳細な解析が行われた。対象にした系は Figure 1.13 に示す軸対称の二重円管バーナーであり、燃料と酸化剤がそれぞれ別のポートから供給される。Burke と Schumann は解析において下記の特徴的な仮定を導入した。

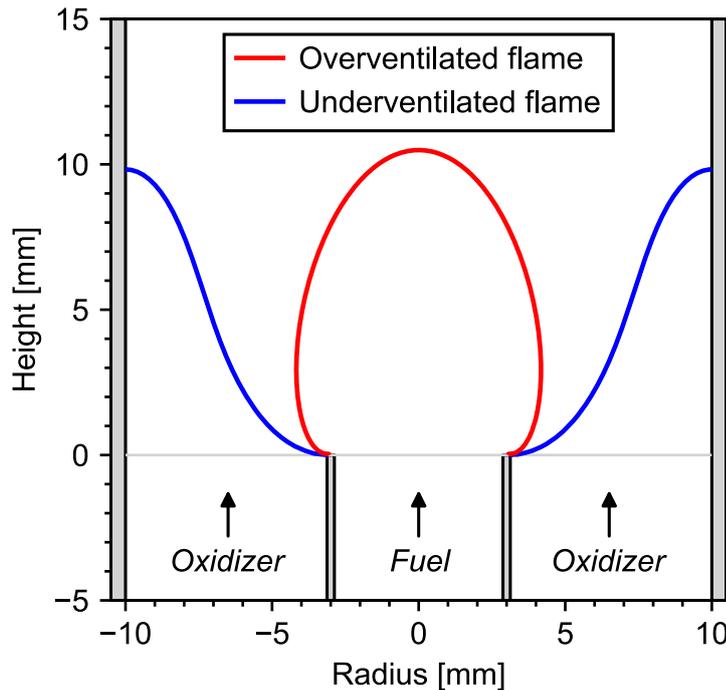


Figure 1.13 Diagram of the Burke-Schumann problem. Adapted from Burke et al. (1928).

- 燃料と酸化剤の流速は等しく流れ場は一様流とする。
- 軸方向の物質拡散は無視可能とする。
- 化学反応速度は無限大に大きく火炎は厚みゼロの面として考える。

三つ目の仮定はいわゆる Flame sheet model であり本解析で初めて定義されたモデルである。化学反応速度が無限大に大きいと仮定していることが肝要であり、この仮定が成り立つ限界条件のことを Burke-Schumann limit (または large Damköhler number limit) と呼んだりする。Flame sheet model を導入すると、支配方程式でアレニウス型の非線形項として現れる反応項を考える必要がなくなり火炎は燃料と酸化剤が化学量論比になる位置に形成されると考えることができる。これは実際の拡散火炎の特徴をよく表しており、以後 Flame sheet model を適用した拡散火炎の解析が多くの研究者らによって行われている。さらに、燃料側のポートで1、酸化剤側のポートで0を示す混合分率 (Mixture fraction) を導入しており、燃料と酸化剤の混合過程を一つの支配方程式で表す問題に帰着させている。解析の結果、Figure 1.13 に示す独特な火炎形状を描く理論式が導出された。燃料に対して酸化剤中の酸素濃度が濃いときは火炎先端が閉じた Overventilated flame の形状を示し、逆の場合は火炎先端が開いた Underventilated flame の形状を示す。理論解析と実験結果がよく一致することも確認されている。

Burke-Schumann 理論を応用した解析がこれまでに多くの研究者らによってなされている。Annamalai ら[74]は Figure 1.13 で外側の筒をなくした場合の火炎長さの式を導出し、Roper[75,76]は円筒と矩形バーナーに適用可能な火炎長さの式を提案した。また、Kuwana ら[77]は座標変換を行うことで旋回流の影響を加味した解析を行い火炎旋風の火炎高さに関する検討を行った。その中でも Roper の研究[75]は、Burke-Schumann 理論で一様流の仮定によって無視された「浮力流れが噴流拡散火炎の形状に及ぼす影響」を調査した重要な文献である。このことは通常重力場と微小

重力場における火炎長さの違いを理解しておくためにも重要である。Roper は流れ場の取り扱いを改善することで「軸対称の系では火炎長さに対して周囲気体の流速が影響を及ぼさない」ことを理論的に明らかにした。ちなみに Kuwana らの旋回流を加味した解析でも同様の結論が示されている[77]。これは周囲流速が変化したときに燃料と酸化剤の滞留時間と半径方向への濃度勾配が変化するが、それらが両者の混合過程に対して打ち消し合いをすることが原因である（ただしこの関係性は軸対称の系のみで成り立つものでありスロットバーナーなどの系では異なる結果を示すことに留意する）。そして最終的に得た火炎長さの式が極めて簡素な明示式であるため Roper の式を用いた、ろうそく火炎に関する研究[78]や、灯芯燃焼を対象とした研究[79]、希釈ガスの影響を調査し物性値や温度に関する入力パラメータの最適化を検討した研究[80–82]が最近に報告されている。

しかしながら、Roper モデルは火炎長さに限定した解析であるため Burke-Schumann 理論のように火炎形状を予測することができない。そこで Krishnan ら[83]は Roper のモデルを拡張して火炎形状を予測可能な理論式を提案した。通常重力場と微小重力場で観察された Normal diffusion flame (NDF) と Inverse diffusion flame (IDF) との形状比較が行われており、NDF については Figure 1.14 に示す結果が報告されている。図中の白の点線が解析結果であり上図の通常重力場の結果はモデルでよく再現できていることがわかる。一方、下図の微小重力場の結果は、軸方向への分子拡散の影響によりバーナー出口よりも下側に火炎基部が存在してしまうことや、すすの生成による輝炎の発光が顕著になることで、実現象とモデルの乖離が生じたとされる。幾分無視できない誤差はあるが簡素な数理モデルで噴流拡散火炎の形状を予測可能であることが示された。

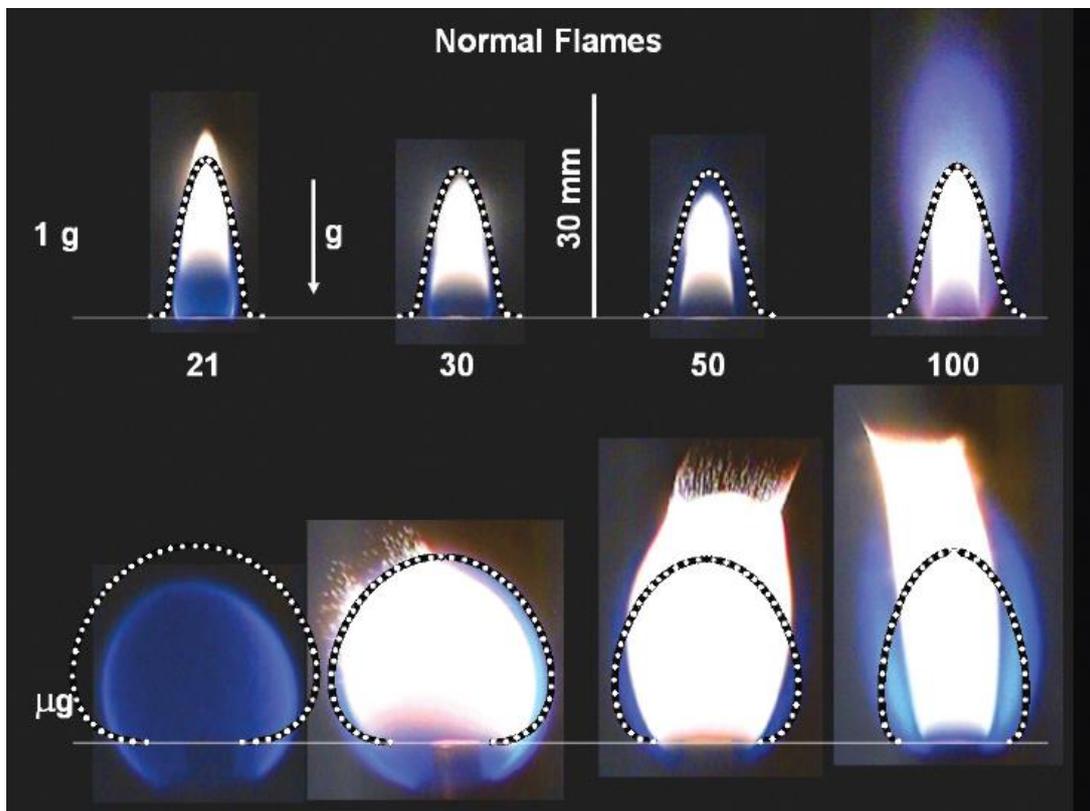


Figure 1.14 Comparisons of modified Roper model of normal diffusion flames (NDFs) with experimental results of Sunderland et al. (2004). Upper figures: normal gravity experiments. Lower figures: microgravity experiments. Reproduced from Krishnan et al. (2008).

### 1.2.2. 火炎の消炎機構

ここでは、火炎が消炎することについて着目した理論研究を紹介する。消炎や可燃限界に関する理論解析では「輸送現象を記述する種々の項」と「アレニウス型の反応項」がバランスする条件を数学的に記述、もしくは数値的に算出し、そのとき得られる解（火炎温度や燃焼速度）が物理的に意味を成すのかどうか調べることで議論されることが多い。このとき、化学反応速度が無限大であることを仮定した Flame sheet model を適用すると厳密な議論ができないため、反応項を含めた解析を行う必要がある。温度に対して強い非線形を有する反応項を含めた微分方程式の理論的解法については漸近解析法(Activation Energy Asymptotics, AEA や Matched asymptotic expansions) が知られており詳細については文献[84–88]を参照されたい。

#### □ 熱損失による消炎

消炎に関する代表的な基礎研究として、理想的な系である一次元伝播予混合火炎を対象に熱損失の影響に着目した理論解析がある。ここで一様な熱損失のある場を伝播する予混合火炎を考える。このとき伝播速度が何かしらの要因によって低下すると、熱損失のある場での火炎の滞留時間が長くなり、火炎はより大きな熱損失を被ることになる。その結果、伝播速度がさらに低下して火炎はある有限の伝播速度で消炎に至ると考えられる。これを Homogeneous heat loss model と呼び、Zel'dovich[89]や Spalding[90]によって最初に議論され、Joulin と Clavin[91], Buckmaster[92]によって漸近解析を用いた議論が行われた[86]。解析では、熱拡散率と物質拡散率の比である Lewis 数を 1 として、反応項と損失項を含む定常一次元のエネルギー保存式を解くことで、最終的に次式のような解析解が導出された。

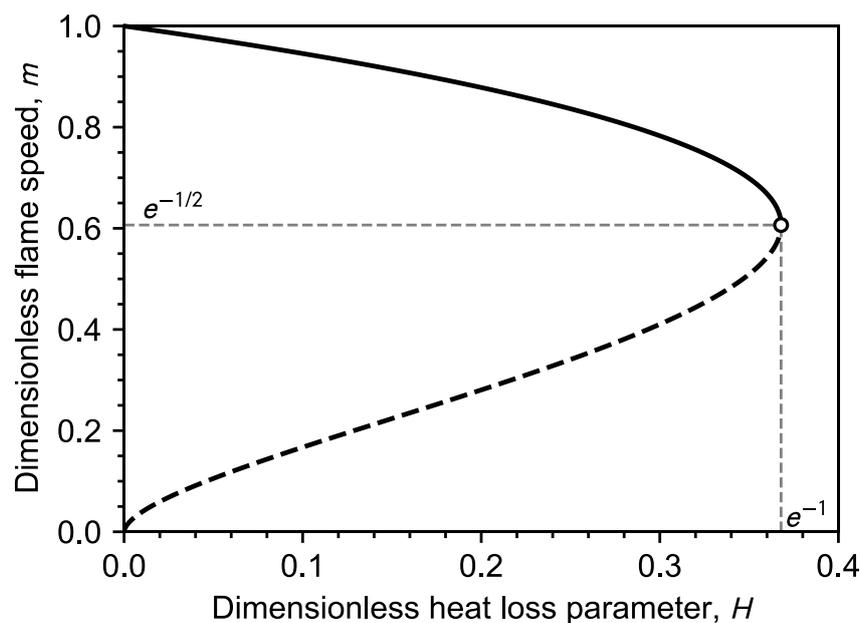


Figure 1.15 Effects of heat loss parameter on dimensionless flame speed for the freely propagating planer flame.

$$m^2 \ln m^2 = -H \quad (1.1)$$

ここで、 $m$ は熱損失がない場合の火炎伝播速度で無次元化された無次元火炎伝播速度であり、 $H$ は無次元の熱損失パラメータである。Figure 1.15 に式(1.1)から描かれる $H$ と $m$ の関係を示す。前述した熱損失と火炎伝播速度の関係により、 $m$ は $H$ に対して C 字を反転させた形の分岐図を描く。 $0 < H < e^{-1}$ の範囲で存在する二つの定常解のうち、上部解が安定解であり、下部解は不安定解であることが証明されている。先に述べた伝播速度が小さくなると熱損失が増大する効果が Figure 1.15 の上部解にあらわれており、曲線が最も張り出した $H = e^{-1}$ よりも $H$ が大きな条件では $m$ の実数解が存在し得なくなる。これが伝播する火炎の消炎に相当する。これは消炎に関する極めて一般化された理論として知られており、 $H$ を実際に起こり得る熱損失に置き換えることで、消炎に限定されず熱損失が原因で観察される火炎の特異な振る舞いなどの本質的な理解に役立っている[93,94]。

### □ 火炎伸長による消炎

火炎は熱損失がなくても流体力学的現象により温度低下して消炎に至ることが知られている。これは火炎伸長による消炎として知られており、1965年に Fendell[95]によって初めて解析され、その後、拡散火炎のより詳細な構造に着目した理論研究が1974年に Lián[96]によって行われた。両者の研究では対向流拡散火炎を対象にして解析が行われ、Lewis 数を1として熱損失項を無視した一次元の支配方程式を解析している。反応帯における最高温度と Damköhler 数の関係や火炎帯の温度分布と濃度分布などが求められ拡散火炎の詳細な構造について議論されている。Fendell の解析によって明らかにされた、無次元最高温度と Damköhler 数との関係は Figure 1.16 に示す特異な S 字の分岐図を描く。Figure 1.16 には三つの異なる系の状態が表れており、下部解は反応帯の温度が低い反応凍結状態、上部解は反応帯の温度が高く火炎帯が形成される燃焼状態、下部解と上部解を結ぶ中間解は物理的に不安定な解であることが証明されている。また、Damköhler 数が大きい条件に存在する下部解の分岐点が着火現象に対応し、Damköhler 数が小さい条件に存在する上部解の分岐点が消炎現象に対応する。小さな Damköhler 数が意味することは、化学反応特性時

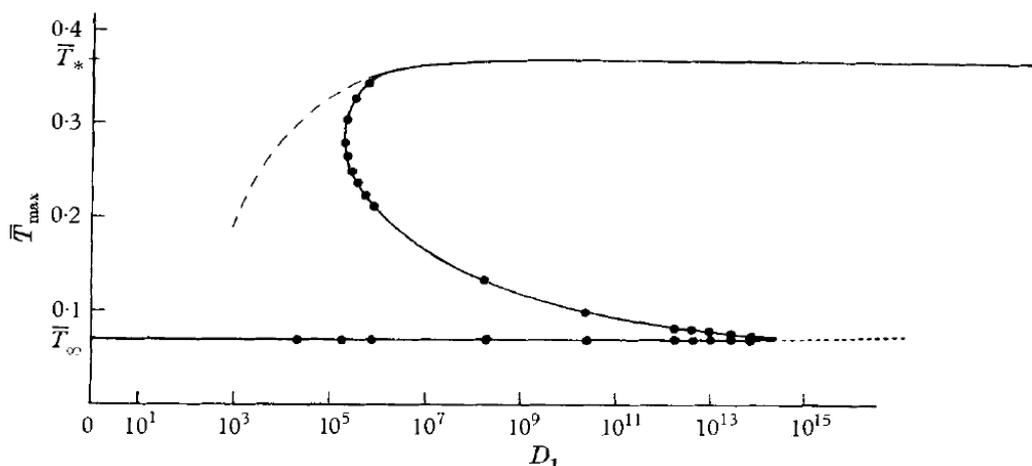


Figure 1.16 Maximum temperature in the reaction zone vs Damköhler number. Reproduced from Fendell (1965).

間に対して流体特性時間が短くなることであり、前述した Burke-Schumann limit の存在により反応帯で燃料と酸化剤が十分に反応できなくなることを意味する。Figure 1.16 のような曲線は Fendell curve もしくは Liñán curve と呼ばれる。この興味深い燃焼現象の理論的記述に刺激され、その後さまざまな流れ場における拡散火炎についての解析が多くの研究者らによって行われ、Figure 1.16 と同様の結果が示されている[97]。

### 1.2.3. 固体の燃え拡がり と 消炎現象

ここからは、固体の燃え拡がりに関する先行研究を紹介する。先にも述べたが多次元的な現象であり固体が気化するプロセスを考えなくてはならない燃え拡がりを解析することは容易でない。そのため、今ほど現象の理解が進んでいなかった頃には、仮定に依存する様々なモデルが多くの研究者らに提案された[98,99]。1960年代後半に Sánchez Tarifa[100]と de Ris[101]によって初期的研究が行われた。前者では「固相内の熱伝導によって燃え拡がりが駆動されると仮定した理論解析」がなされ、後者では「火炎前縁部の気相から固体表面への熱伝導によって燃え拡がりが駆動されると仮定した理論解析」がなされている。当時の燃え拡がり研究は、これら二つの異なる理論に主導されて研究が進められた。その後、流れ場と温度場の計測や比較的仮定の少ない数値解析が進められたことで、実際の火災問題における多くの燃え拡がりは、例外を除き気相から固体表面への熱伝導によって支配されることが明らかにされた。そのため、最近の燃え拡がり研究では de Ris の理論解析[101]に着目して燃え拡がり現象の理解がなされることが多い。これらの背景を理解したうえで、本項では後者の de Ris の考えに基づいた代表的な先行研究を紹介する。

#### □ de Ris の燃え拡がり速度の式

前述したように、燃え拡がりでも最もよく知られた理論解析は 1969 年に de Ris[101]によって行われたものである。1986 年に Delichatsios[102]によって若干の修正が加えられ、燃え拡がり速度の解析解が導出された。モデルの概要を Figure 1.17 に示す。対向流雰囲気中において平板上を燃え拡がる火炎を解析対象としており、座標系は火炎上流端の固体表面に固定している。また解析の単純化のために、断熱条件と化学反応速度が無限大であることを仮定し 1.2.2 項で論じた熱損失や

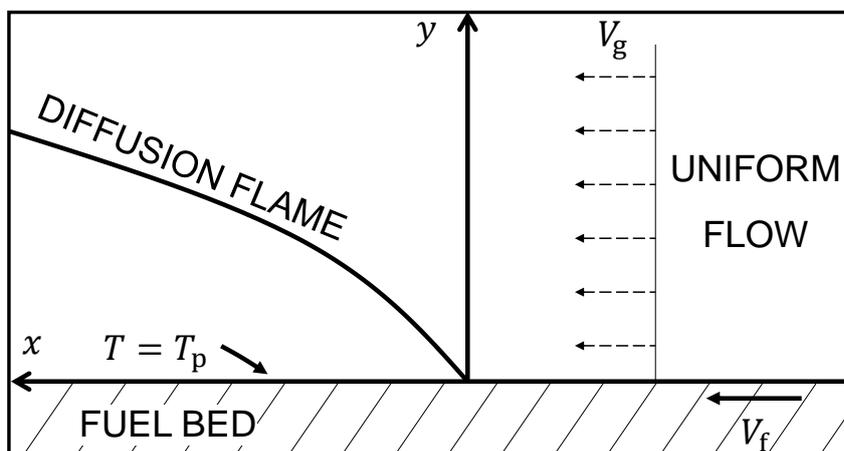


Figure 1.17 Mathematical model of opposed-flow flame spread. Adapted from de Ris (1969).

火炎伸長による火炎温度の低下は無視している。また Lewis 数は 1 として流れ場には一様流を仮定している。さらに固体の表面温度がある一定の温度まで加熱されたときに気化して、それだけ燃え拡がり進行すると考えている。固体の熱分解は化学過程であるためアレニウス型で記述されることが一般的だが、ここでは活性化エネルギーが十分に大きいと仮定して一定の熱分解温度を導入している。これは予混合火炎の伝播問題において一定の着火温度を導入することに相当する。上記の仮定を基に固相と気相の界面に適切な境界条件を与え、気相の二次元の支配方程式を解くことで燃え拡がり速度の式が導出された。まず熱的に薄い固体の場合（固体の深さ方向の温度分布が無視できる場合）、燃え拡がり速度は次式のように表される。

$$V_f = \frac{\pi \lambda_g}{4 \rho_s c_{p,s} \delta} \frac{T_f - T_p}{T_p - T_\infty} \quad (1.2)$$

一方、熱的に厚い固体の場合、燃え拡がり速度は次式で表される<sup>x</sup>。

$$V_f = V_g \frac{\rho_g c_{p,g} \lambda_g}{\rho_s c_{p,s} \lambda_s} \left( \frac{T_f - T_p}{T_p - T_\infty} \right)^2 \quad (1.3)$$

ここで、 $V_f$ は燃え拡がり速度、 $\lambda$ は熱伝導率、 $\rho$ は密度、 $c_p$ は比熱、 $\delta$ は固体の厚み、 $T_f$ は火炎温度、 $T_p$ は固体の熱分解温度、 $T_\infty$ は周囲環境温度、 $V_g$ は周囲流速を示す。下付き文字のsは固相、gは気相を意味する。これらの2式は de Ris の式と呼ばれ、燃え拡がり現象の本質的な理解をする際に極めて重要な解析である。固体が十分に薄い条件では $V_f$ が $\delta$ に反比例し、厚くなると $V_f$ が $\delta$ に依存しなくなる。また固体が厚い条件では $V_f$ が周囲の流速 $V_g$ に比例することが示されている。

その後、Fernandez-Pello と Hirano ら[103,104]を中心に、固体の厚みや周囲流速の影響に着目した実験が行われ、de Ris の式の詳細な検証が行われた。固体の厚みと燃え拡がり速度の関係については Figure 1.18 に示す結果が報告されている[105]。まず、固体が厚くなるにつれて燃え拡がり速度が低下し、ある一定の厚みを超えると燃え拡がり速度が固体の厚みに依存しなくなる傾向が確認できる。周囲流速と燃え拡がり速度の関係については Figure 1.19 に示す結果が報告されている[106]。左図が厚み 12.7 mm の PMMA を対象とした実験結果であり、高酸素濃度条件において周囲流速の上昇と共に燃え拡がり速度が上昇する傾向が確認できる。一方、右図に示す厚み 0.2 mm の紙を対象とした実験結果では、広範囲の流速条件と酸素濃度条件で燃え拡がり速度がおおよそ一定値を示していることがわかる。流速の大きな条件における燃え拡がり速度の低下については後述する。少なくとも定性的には de Ris の式が実際の燃え拡がり現象を再現していることがわかる。

<sup>x</sup> ただし議論の単純化のため原著論文に記載されている輻射熱流束の項は無視していることに留意する ( $R_1 = R_2 = 0$ )。

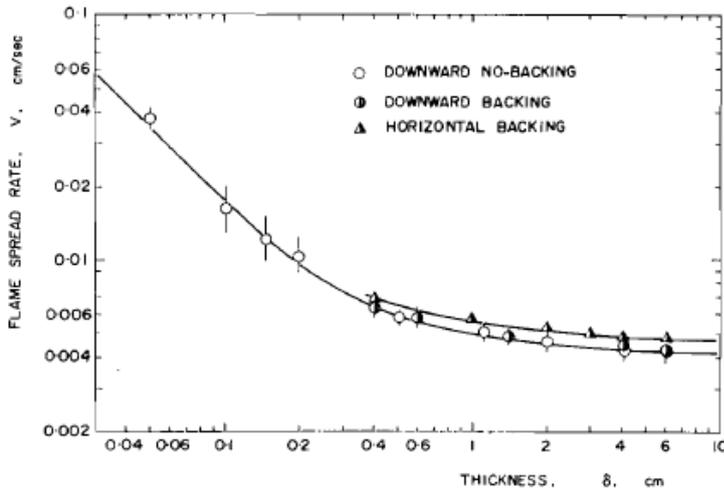


Figure 1.18 Effect of fuel thickness on flame spread rate in opposed-flow field. Reproduced from Hirano et al. (1977).

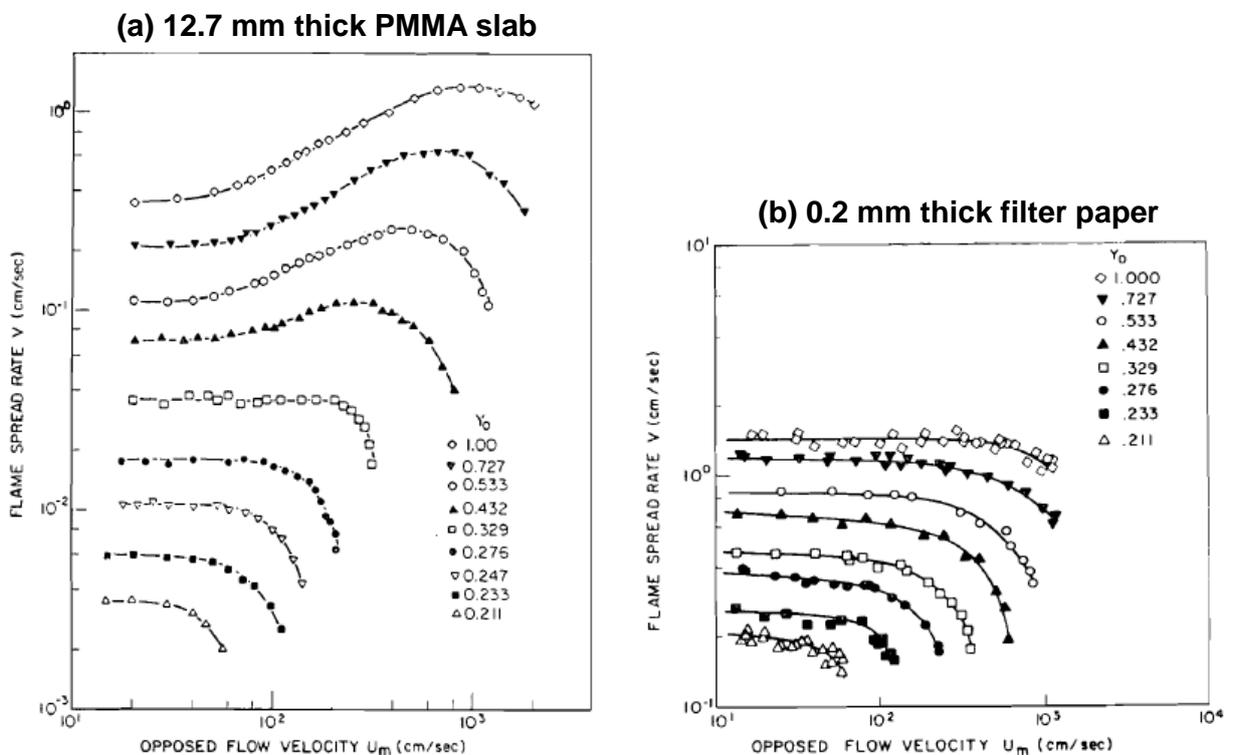


Figure 1.19 Effect of opposed-flow velocity on flame spread rates under various oxygen concentrations. Left: 12.7 mm thick PMMA slab. Right: 0.2 mm thick filter paper. Reproduced from Fernandez-Pello et al. (1981).

### □ Bhattacharjee と Takahashi の熱収支モデル

Bhattacharjee[107,108]と Takahashi[109–111]は de Ris の式を極めて簡単に導くことができる熱収支モデルを提案した。モデルの概要を Figure 1.20 に示す。流れ場は de Ris の理論解析と同様に一様流を仮定しているが、火炎に対する相対速度 ( $V_r = V_f + V_g$ ) を考えている。これは、静止雰囲気や低流速雰囲気では燃え拡がりによって火炎が移動すること自体が対流となるためである。解析では燃え拡がり火炎の前縁部に火炎からの熱伝導によって特徴づけられる予熱領域 ( $L_{gx} \times L_{gy}$ )

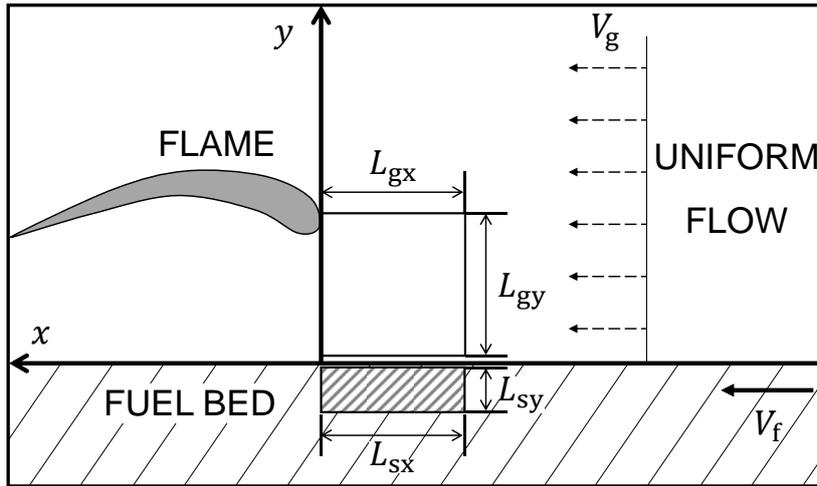


Figure 1.20 Simplified model of the opposed-flow flame spread. Adapted from Takahashi et al. (2002) and Bhattacharjee et al. (2003).

を定義し、予熱領域から固体表面への入熱と燃え拡がりに必要な顕熱が等しくなると考えている。ここで $L_{gx}$ と $L_{gy}$ は流れ方向への対流項と拡散項（熱伝導項）の保存式と拡散に関する次元解析から次式のように導出される[112].

$$\rho_g c_{p,g} V_r \frac{dT}{dx} = \lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} \Rightarrow \rho_g c_{p,g} V_r \frac{\Delta T}{L_{gx}} \sim \lambda_g \frac{\Delta T}{L_{gx}^2} \Rightarrow L_{gx} \sim \frac{\lambda_g / c_{p,g}}{\rho_g V_r} = \frac{\alpha_g}{V_r} \quad (1.4)$$

$$L_{gy} \sim \sqrt{\alpha_g t_{res,g}} = \sqrt{\alpha_g \frac{L_{gx}}{V_r}} = \frac{\alpha_g}{V_r} \quad (1.5)$$

式(1.5)の $t_{res,g}$ は予熱領域における気体の滞留時間を表す。 $L_{gx}$ と $L_{gy}$ は等しいので $L_g = L_{gx} = L_{gy}$ としている。また、固相内の流れ方向への熱伝導は無視できると仮定して固相の予熱領域は気相の予熱領域によって支配されると考えて $L_{sx} = L_g$ としている。さらに、固相に有効加熱厚さ $L_{sy}$ を定義し次元解析から次式のように導出している[112].

$$L_{sy} \sim \sqrt{\alpha_s t_{res,s}} = \sqrt{\alpha_s \frac{L_{sx}}{V_f}} = \sqrt{\frac{\alpha_s \alpha_g}{V_f V_r}} \quad (1.6)$$

式(1.6)の $t_{res,s}$ は、予熱領域における燃え拡がり火炎の滞留時間を表す。固体の厚み $\delta$ が有効加熱厚さ $L_{sy}$ より小さい場合は $L_{sy} = \delta$ となるため有効加熱厚さに次の条件式を課している[112].

$$L_{sy} = \min \left[ \delta, \sqrt{\frac{\alpha_s \alpha_g}{V_f V_r}} \right] \quad (1.7)$$

このとき、気相からの熱伝導項と定常燃え拡がりを維持するために必要な顕熱項の保存式を次のように表すことができる。

$$\rho_s c_{p,s} V_f (T_p - T_\infty) L_{sy} = \lambda_g \frac{T_f - T_p}{L_{gy}} L_{gx} \quad (1.8)$$

式(1.7)を用いて式(1.8)を燃え拡がり速度について整理すると最終的に次式を得る。

$$V_f = \begin{cases} \frac{\lambda_g}{\rho_s c_{p,s} \delta} \frac{T_f - T_p}{T_p - T_\infty} & \text{for a thermally thin solid} \\ V_r \frac{\rho_g c_{p,g} \lambda_g}{\rho_s c_{p,s} \lambda_s} \left( \frac{T_f - T_p}{T_p - T_\infty} \right)^2 & \text{for a thermally thick solid} \end{cases} \quad (1.9)$$

de Ris の式において、熱的に薄い場合の $\pi/4$ を除き式(1.9)は de Ris の式と同じ形をしていることがわかる。非常に簡潔な解析であるため応用性に優れており、固体表面からの熱損失や、速度境界層の影響、試料の形状効果など様々な問題に発展させた研究がこの熱収支モデルの考えを用いて行われている。本研究に関連する代表的な応用例について後述する。

## □ 周囲流速と燃え拡がり速度の関係

先に紹介した de Ris の理論は、断熱条件と化学反応速度が無限大であることを仮定しているため適用可能範囲が存在する。1.2.2 項で論じたように火炎は熱損失や火炎伸長の影響を受けることで冷却される。また、燃え拡がりの場合は固体表面からの熱損失も無視することができない。ここでは燃え拡がり現象に及ぼす周囲流速の影響を調査した先行研究に着目して de Ris の式の適用範囲外で観察される現象について論じる。

**高流速条件における有限の反応速度の影響：** Figure 1.19 に示した Fernandez-Pello らの実験結果[106]を見ると、高流速条件において周囲流速の上昇と共に燃え拡がり速度が低下していることが確認できる。これは1.2.2 項で紹介した Burke-Schumann limit の存在によって引き起こされる現象である。また周囲流速が大きくなりすぎると化学反応速度が流体特性時間に追いつかなくなり燃え拡がり火炎が消滅する。このような流体力学的影响によって引き起こされる消滅現象は「吹き消え消滅, blow-off」と呼ばれる。また Fernandez-Pello らは、Figure 1.19 に示した実験結果を de Ris の式と Damköhler 数を用いて Figure 1.21 のように整理している。これは Figure 1.16 に示した Fendell (Liñán) curve の上部解と等価な結果と考えることができる。すなわち、Damköhler 数が低下すると燃え拡がり速度（火炎温度）が低下し、ある一定値を下回ると燃え拡がり火炎が消滅に至るということを Figure 1.21 はよく表している。また、すべての実験結果が de Ris の式によって一つのグループに整理されていることから、de Ris の理論[101]で提案された燃え拡がりが気相から固体表面への熱伝導によって支配されるということ、さらには Damköhler 数を用いて高流速条件における入熱量の低下を再現できることが明らかにされた。

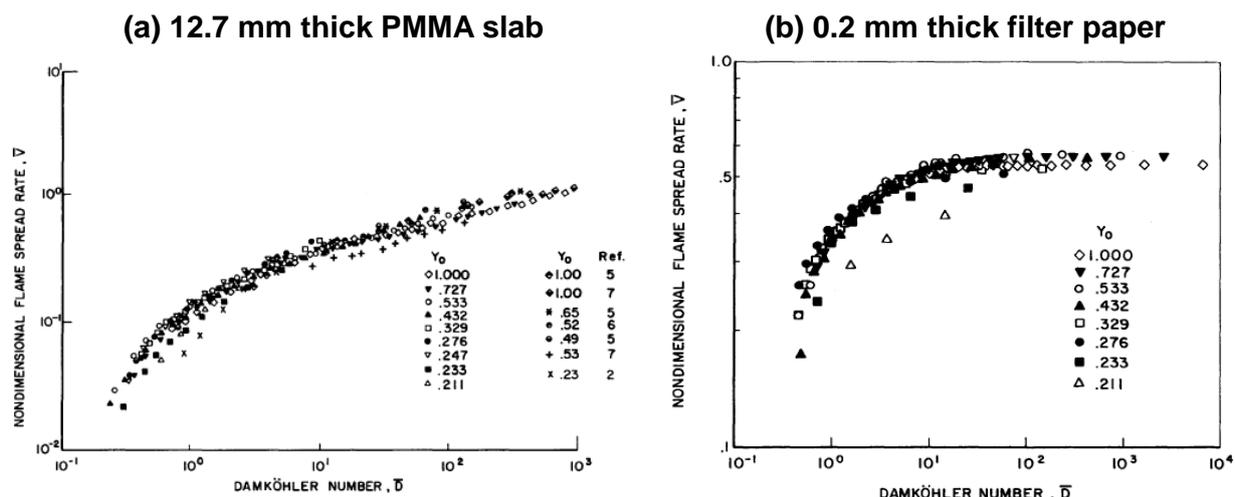


Figure 1.21 Correlation between dimensionless flame spread rates and Damköhler number. (a) 12.7 mm thick PMMA slab. (b) 0.2 mm thick filter paper. Reproduced from Fernandez-Pello et al. (1981).

**低流速条件における熱損失の影響：** ここで、再度 Figure 1.19 の Fernandez-Pello らの実験結果 [106]を見ると、低流速条件において燃え拡がり速度が流速に依存していないことがわかる。薄い固体に関しては de Ris の式に対応しているが、厚い固体の場合は de Ris の式に矛盾する結果である。低流速条件における de Ris の式との不一致は、通常重力場で燃え拡がりが観察されたことに原因があると指摘がされている。通常重力場では火炎近傍に自然対流が発生するため、低流速条件で燃え拡がり速度が強制対流に依存しない傾向を示したと理解されている。そこで、Olson ら [113,114]は NASA Lewis Research Center (現在は NASA Glenn Research Center, NGRC) の落下塔を利用して、自然対流の影響が無視できる微小重力環境での燃え拡がり現象の観察を行った。なお、落下塔での微小重力時間が 2.2 秒に限られていたため、実験では着火後に燃え拡がりが定常に遷移しやすい薄い試料 (厚み 0.076 mm の紙) が使用された。微小重力場の低流速条件と通常重力場の高流速条件で取得された燃え拡がり速度と周囲流速の関係が Figure 1.22 のように報告され

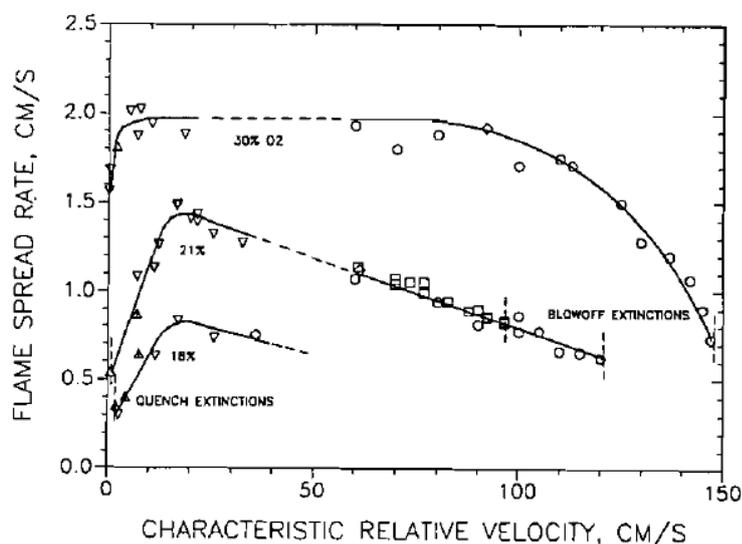


Figure 1.22 Effect of opposed-flow velocity on flame spread rates under various oxygen concentrations. Low-flow velocity data have been obtained in microgravity environment produced by the drop tower experiments. A 0.076 mm thick cellulosic paper has been used as a test specimen. Reproduced from Olson (1991).

ている[114]. 図からわかるように, Fernandez-Pello らの実験[106]では観察されなかった低流速条件において周囲流速の低下と共に燃え拡がり速度が低下するという傾向が新たに確認された. 低流速条件で燃え拡がり速度が抑制される原因は, 気相と固体表面からの輻射熱損失によるものであることが, 理論解析[115–118]や数値シミュレーション[119–122]によって明らかにされている. 対流の影響が抑制される低流速条件では, 単位時間あたりに反応帯へ流入する燃料量と酸化剤量が減少するため火炎の発熱量が低下する. このとき火炎温度が低下するため, 気相での輻射熱損失の絶対量も低下する. そのため, ふと考えると輻射熱損失は燃え拡がりに対してそれほど影響を及ぼさないように思える. しかしながら, 対流が小さくなると相対的に熱伝導と分子拡散の影響が大きくなるため, 反応帯と火炎帯が厚くなる. さらに, 気相の高温領域の拡大は固体表面の高温領域の拡大も引き起こす. そのため, 周囲流速が低下すると系からの輻射熱損失は火炎の発熱量ほどには低下しないことになる. このようなメカニズムによって, 低流速条件で燃え拡がり速度が抑制されることが知られている. そして, 流速を低下させ続けるとやがて火炎は消炎に至り, 輻射熱損失によって引き起こされる消炎現象は「輻射消炎, Radiative extinction (または冷却消炎, Quenching extinction)」と呼ばれる. このように de Ris の式に基づき様々な実験的検討が行われたことによって, 理論解析からは知り得なかった新たな現象が明らかにされた.

#### □ 周囲流速と限界酸素濃度の関係

ここでは燃え拡がりの限界条件を示す限界酸素濃度 (Limiting Oxygen Concentration, LOC) と周囲流速の関係を調査した代表的な先行研究を紹介する. 先に紹介した Olson らは微小重力環境において LOC と周囲流速の関係も調査しており, 薄い紙の LOC について Figure 1.23(a)に示す結果を報告している. 図からわかるように, LOC は周囲流速に対して U 字の傾向を示し, 中程度の

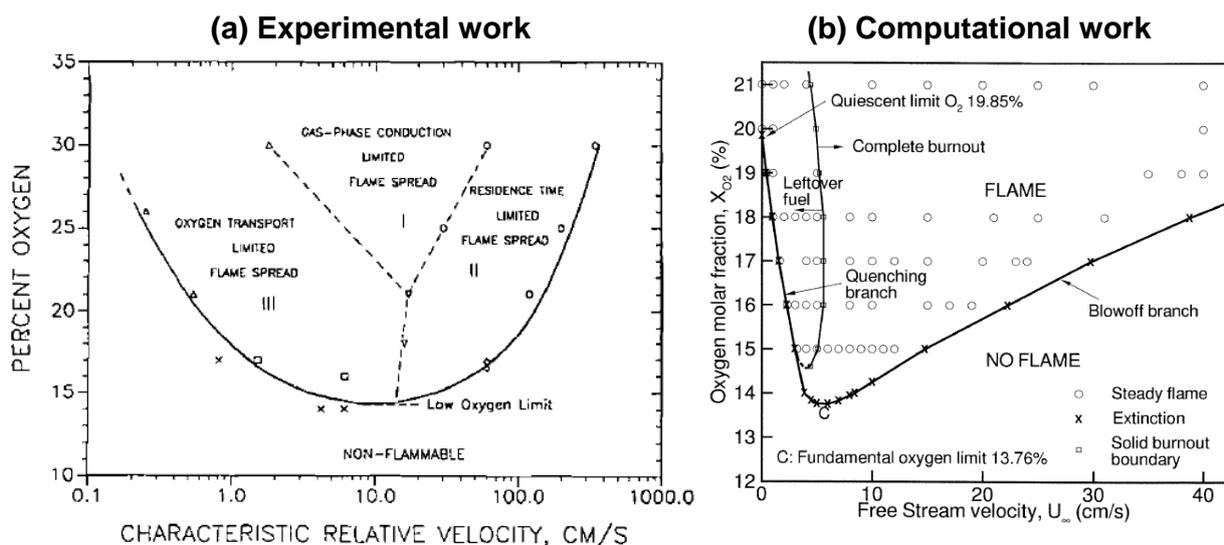


Figure 1.23 Effect of opposed-flow velocity on limiting oxygen concentrations for a thermally thin sheet. (a) Experimental results for a 0.076 mm thick cellulosic paper. Reproduced from Olson (1991). (b) Numerical results for a thermally thin solid. Reproduced from Kumar et al. (2003).

流速条件において LOC が最低値を示すことが確認された。また Kumar ら[120]は、熱的に薄い固体を対象とした燃え拡がりの数値計算を行っており Olson の実験結果と等価な結果を Figure 1.23(b)のように報告している。LOC が周囲流速の変化に対して非単調な傾向を示す原因は、前述した Burke-Schumann limit と輻射熱損失の影響によるものであり、両極端の流速条件でそれぞれ異なるメカニズムによって燃え拡がりが抑制されることが原因である。そして、中程度の流速条件では両者の消炎支配因子の影響が抑制されるため、より低い酸素濃度でも燃え拡がりが維持されることになる。このとき現れる LOC の最小値は最低限界酸素濃度 (Minimum Limiting Oxygen Concentration, MLOC) と呼ばれ、MLOC を示す周囲環境条件において固体の難燃性が最も低下する (または燃焼性が最も向上する) と考えることができる。

宇宙火災安全の観点からすると、種々の材料の MLOC がどのような流速条件に存在するのか把握しておくことは重要である。このような背景から微小重力場の低流速条件における燃え拡がり現象が多くの研究者らに調査された。その結果、様々な材料が微小重力場の低流速雰囲気において MLOC を示すという宇宙火災安全の観点からすると極めて重要な事実が明らかにされ、現在の宇宙火災安全基準を見直すきっかけになった。そして 1.1.4 項で紹介した FLARE プロジェクトでは、MLOC に基づき材料の難燃性を評価する新たな宇宙火災安全基準の制定を目指している。薄いシート材料に着目した研究が Takahashi らによって進められており、その研究内容を次に紹介する。

**Takahashi の MLOC 予測モデル:** Takahashi は固体表面からの輻射熱損失の影響を考慮した de Ris の式の熱収支モデル[107-111,123]に有限の化学反応速度の影響を組み込むことで LOC と周囲流速の関係を再現可能な無次元式を提案した[36,124-127]。解析では以下に記すモデルを導入し式(1.8)のエネルギー保存式を修正している。

- 熱的に薄い固体を対象とする。
- 有限の化学反応速度の影響による入熱量の低下は Damköhler 数を用いて再現し、気相から固体表面への熱伝導が $(1 - 1/Da)$ 倍に低下するというモデルを考える。
- 系からの熱損失は、燃え拡がり火炎上流側に定義した予熱領域 (Figure 1.20 参照) における固体表面からの輻射熱損失で代表して考える (気相の熱損失は無視している)。

以上のモデルを基に式(1.8)のエネルギー保存式を修正すると次式を得る。

$$\rho_s c_{p,s} V_f (T_p - T_\infty) \delta = \left(1 - \frac{1}{Da}\right) \lambda_g \frac{T_f - T_p}{L_{gy}} L_{gx} - \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4) L_{sx} \quad (1.10)$$

ここで、 $\varepsilon_s$  は固体表面の放射率、 $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数を示す。左辺が定常燃え拡がりに必要な顕熱項で、右辺第一項目が修正された熱伝導項、右辺第二項目が固体表面からの輻射熱損失項である。ここで断熱条件と化学反応速度が無限大であること仮定して導出された式(1.9)の燃え拡がり速度の式を  $V_{f,th}$  とし、式(1.10)を  $V_{f,th}$  で無次元化すると無次元燃え拡がり速度 ( $\eta \equiv V_f/V_{f,th}$ ) を次式のように得る。

$$\eta + \frac{1}{Da} + R_{\text{rad}} = 1 \quad (1.11)$$

$Da$ は Damköhler 数,  $R_{\text{rad}}$ は輻射熱損失パラメータでありそれぞれ次式で定義される.

$$Da \equiv B_1 \frac{L_{\text{gx}}/V_r}{\rho_g Y_F / \{\rho_g^2 Y_F Y_{O_2, \infty} A \exp[-E/(RT_f)]\}} = B_1 \frac{\alpha_g \rho_g Y_{O_2, \infty} A}{V_r^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_f}\right) \quad (1.12)$$

$$R_{\text{rad}} \equiv B_2 \frac{\varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4) L_{\text{sx}}}{\lambda_g (T_f - T_p) L_{\text{gx}}/L_{\text{gy}}} = B_2 \frac{\varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4)}{\rho_g c_{p,g} V_r (T_f - T_p)} \quad (1.13)$$

ここで $B_1$ と $B_2$ は実験定数である. また,  $Y_F$ は燃料の質量分率,  $Y_{O_2, \infty}$ は酸化剤中の酸素分子の質量分率,  $A$ は前指数因子,  $E$ は活性化エネルギー,  $R$ は気体定数である. 式(1.12)を見ると周囲流速が大きくなったときに $Da$ が小さくなることがわかる. これは反応帯における燃料と酸化剤の滞留時間の低下により Burke-Schumann limit が現れることで燃え拡がりが増大することを表している. 一方, 式(1.13)を見ると周囲流速が低下したときに $R_{\text{rad}}$ が大きくなることがわかる. これは気相の予熱領域が拡大することにより固体表面からの輻射熱損失が増大して燃え拡がりが増大することを表している. このことから式(1.11)の無次元式は, 燃え拡がりに対する消炎支配因子と周囲流速の関係をよく再現していることがわかる. ここで Takahashi は消炎を記述するための条件式として「 $V_r = 0$ 」を与え, 式(1.11)で $1/Da + R_{\text{rad}} = 1$ を満たす酸素濃度条件を LOC と定義している. 燃え拡がり速度がゼロになる条件では確実に火炎は存在し得ないが, 実現象ではある有限の燃え拡がり速度で消炎に至ることを指摘しておく. そのため, 消炎現象の理論的記述という観点からすると正確さを欠く条件式であることは否めないが, 解析の単純化の観点からすると有効な手段であるとも言える.

そして, 式(1.11)を用いた LOC の予測結果と実験結果を共に示した可燃限界マップが Figure 1.24 のように報告されている[126]. 青の実線が式(1.11)の予測結果であり, プロットは実験で観察された燃え拡がりの可否を示している. 図からわかるように, Takahashi モデルは実験結果をよく再現しており, このことから無次元式を用いて LOC と流速の関係を予測できることが示された. なお, Figure 1.24 には難燃性繊維である NOMEX<sup>xi</sup>を対象とした解析結果を示しているが, その他にも 10 種類以上の実用難燃材料を用いた検証[126,127]が行われており, その他の難燃材料についても Takahashi モデルは良い予測精度を示すことが確認されている. このことから, 薄い材料に関しては燃え拡がり速度をゼロとする条件式が消炎を記述するためによく機能することも明らかにされた. また現在, 厚みのある固体材料を対象とした場合のモデルの開発に取り組みられており, 今後 Takahashi モデルの適用範囲がさらに拡大することが期待される.

<sup>xi</sup> 難燃性のメタ系アラミド繊維である. 優れた耐熱性, 耐久性, 耐薬品性を有することから, 航空宇宙産業や消防, モータースポーツにおける衣類や装備品などに広く用いられている.

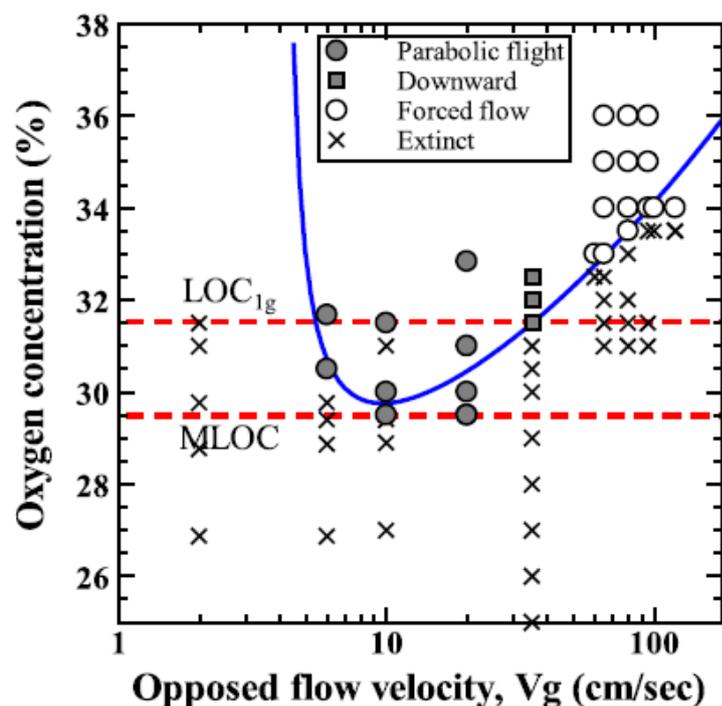


Figure 1.24 Flammability map of NOMEX. Plots are experimental data, and a curved line represents limiting oxygen concentrations predicted by the Takahashi model. Reproduced from Takahashi et al. (2019).

#### □ 固体表面に形成される速度境界層の影響

先に紹介した噴流拡散火炎や燃え拡がりの理論では、非線形微分方程式である Navier-Stokes 方程式の解析を避けるために流れ場に一樣流の仮定がなされている。これはあくまでも解析の単純化を図り導入されたものであり、一樣流が非現実的な仮定であることに疑いの余地はない。ここまで、燃え拡がりに対する周囲流速の影響について議論を行ったが、一樣な流れ場の中に固体が置かれると固体表面上に速度境界層が形成される。このとき、層内を火炎が燃え拡がる場合、火炎は主流よりも遅い流速を受けるだけでなく、燃え拡がりが進行するにつれて火炎に影響する周囲流速が変化する。そのため、燃え拡がりが非定常的な現象になることが考えられる。この速度境界層の問題は燃え拡がりの解析を難しくする要因の一つであり、流れ場の計測や数値解析による詳細な検討が多くの研究者らによってなされてきた。また、速度境界層はバーナー上に形成される火炎の逆火や保炎にも関連する重要な問題であり[128]、燃え拡がり火炎の性状に対しても重要な影響を及ぼすことが十分に考えられる。ここでは、速度境界層の存在による燃え拡がり現象の非定常性について着目した代表的な先行研究を取り上げ、一樣流の仮定を導入した燃え拡がりモデルに対して速度境界層の影響を考慮する方法論について論じる。

**速度境界層の影響による非定常的な燃え拡がり：** Nakamura ら[129]は低流速条件において速度境界層内を火炎が進行する場合の非定常数値計算を行い、燃え拡がりに対して速度境界層が影響する場合に de Ris の式が適用可能かどうか詳細な検討を行った。その結果、低流速条件では燃え拡がりが進行するにつれて燃え拡がり速度が大きくなることを確認し、対向流雰囲気であっても燃え拡がり現象が非定常になり得ることを明らかにした。さらに、非定常的な燃え拡がりが観察される原因が、燃え拡がり火炎に影響する局所流速が境界層影響の存在により時々刻々と変化するためであることを明らかにし、その影響は消炎近傍条件で顕著になることを示した。燃え拡がりが

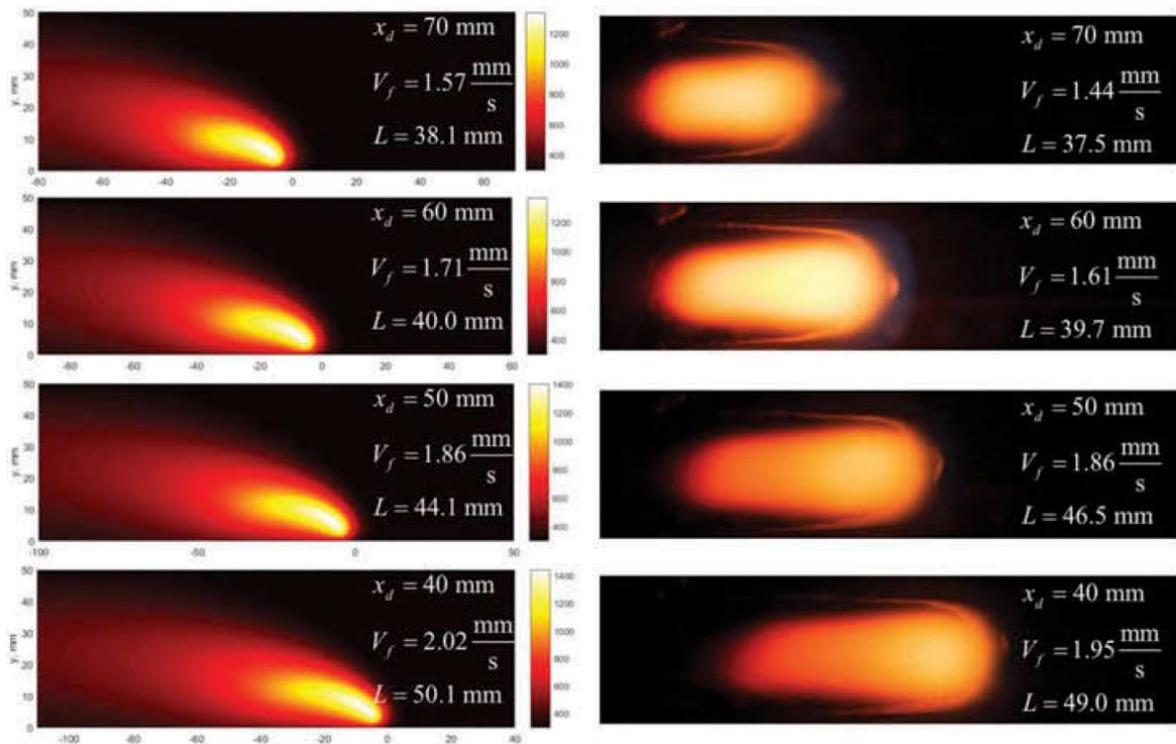


Figure 1.25 Left: Computed flame shape spreading over a thermally thin solid fuel. Right: Time sequence photos of opposed-flow flame spread over a 0.10 mm thick PMMA in microgravity environment. Opposed-flow velocity = 3 cm/s and oxygen concentration = 20.1%. Reproduced from Carmignani et al. (2018).

加速する原因は、速度境界層の影響により火炎が計算領域の上流側に移動すると火炎に影響する実質流速が大きくなるため、低流速条件で顕著になる放射熱損失の影響が抑制されることが原因である。これらの考察を基に、理論解析において瞬時的な座標における実質流速を導入することで de Ris の式で燃え拡がりを記述しても問題ないことを報告している。

そして、Carmignani ら[130]は速度境界層の影響による非定常的な燃え拡がりを ISS における宇宙実験で実際に観察した。また数値解析によって非定常的な燃え拡がりが観察される原因を検討しており、Nakamura らの数値解析と等価な結果を報告している（ただし Nakamura らの研究[129]では計算領域を火炎が移動する数値解析が行われ、Carmignani らの研究[130]では計算領域で火炎が定在する数値解析が行われたことに留意する）。Carmignani らは数値解析と宇宙実験の結果を Figure 1.25 のように報告している[130]。左図が数値解析で得られた気相の温度分布で右図が ISS で観察された実際の火炎の直接画像である。火炎は右方向に進行しており強制対流は右から左方向に与えられている。Figure 1.25 を見ると燃え拡がり火炎が右側の上方方向に移動するにつれて燃え拡がり速度が大きくなる（図中凡例参照）とともに火炎サイズが成長していることがわかる。これは長時間の微小重力環境が実現できる宇宙実験によって初めて検証された貴重なデータである。

**Bhattacharjee の実質流速モデル：** Bhattacharjee は先に紹介した熱収支モデルに基づき、一様流を実質流速に修正するモデルを提案した[131–133]。モデルの概要を Figure 1.26 に示す。図のように固体表面上に速度境界層が発達し、層内に燃え拡がり火炎が存在することを仮定している。こ

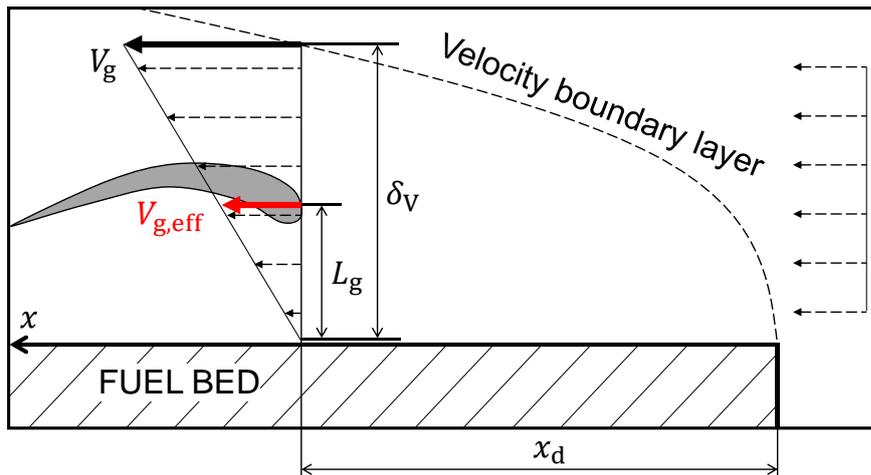


Figure 1.26 The model of the effective flow velocity due to the presence of the velocity boundary layer. Adapted from Bhattacharjee et al. (2014).

のとき速度境界層内の速度分布を一次関数で定義し、実質流速の値を火炎高さの位置での局所流速で与えることにしている。Figure 1.26 に示す主流 $V_g$ と実質流速 $V_{g,eff}$ 、また速度境界層厚さ $\delta_V$ と火炎高さ $L_g$ の関係を用いると $V_{g,eff}$ を次式のように得る。

$$V_{g,eff} = \frac{L_g}{\delta_V} V_g \quad (1.14)$$

$\delta_V$ は対流項と拡散項（粘性項）の保存を考え次式のように導出している。

$$\frac{\partial(\rho_g u u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_g \frac{\partial u}{\partial y} \right) : \Rightarrow \frac{\rho_g V_g^2}{x_d} \sim \frac{\mu_g V_g}{\delta_V^2} : \Rightarrow \delta_V \sim \frac{x_d}{Re_x^{1/2}}, \quad Re_x = \frac{x_d V_g}{\nu_g} \quad (1.15)$$

ここで、 $Re_x$ は Reynolds 数、 $x_d$ は助走距離、 $\mu_g$ は粘性係数、 $\nu_g$ は動粘性係数である。式(1.14)を式(1.5)と式(1.15)を用いて $V_{g,eff}$ について整理すると最終的に次式を得る。

$$V_{g,eff} = \frac{V_g}{Pr Re_x^{1/2}} \quad (1.16)$$

ここで、 $Pr$ は Prandtl 数である。また、式(1.16)が導出された後に $L_g$ を $V_{g,eff}$ で表し、再度 $V_{g,eff}$ について解き直すことで、式(1.16)の分母の無次元数のべき乗則が異なるモデルも提案している。なお先に紹介した Takahashi モデル[126]では式(1.16)を用いて解析が行われている。この実質流速の考えは、理論解析だけでなく実験データや数値解析の結果の整理にも使われており、主流の速度よりも実質流速でデータを整理したときの方が、流速影響に関してより本質的な結果が得られることが数々の燃え拡がり研究で報告されている[131–134]。

#### □ 固体表面の曲率影響

次に固体表面の曲率が燃え拡がり現象に及ぼす影響をまとめる。平板試料を対象に燃え拡がり現

象を観察する場合、理想的な平面上の燃え広がりを実現するために試料ホルダーに工夫を施し、試料の側面を火炎が燃え広がらないようにすることが多い。このとき試料側面も同時に火炎が燃え広がることができるようにすると、平面上を燃え広がる火炎よりも試料の角部に形成される火炎が先行して燃え広がってゆく。これは試料表面の曲率効果によって引き起こされる現象であることが知られている[135]。燃え広がりに対する試料形状の影響は、実際の火災に置いても重要な問題であることから様々な観点から研究が進められている。ここでは、試料表面の曲率効果が最も顕著に現れる円筒形状の固体を対象に行われた代表的な先行研究を紹介し、固体表面の曲率が燃え広がり現象に及ぼす影響について論じる。

Figure 1.27 に平板と円筒を燃え広がる火炎の概略図を示す。二つの燃え広がりを比較すると、単位長さあたりの固体表面積に対する火炎表面積の比が円筒形状の方が大きくなることがわかる。また、当たり前だが円筒形状の場合は火炎形状も円筒形状となり、燃え広がり火炎も曲率を有することになる。Higuera ら[136]と Delichatsios ら[137]は円筒形状の固体の燃え広がりについて理論解析を行い、固体表面の曲率が燃え広がりに対して下記のような効果を生み出すこと明らかにした。

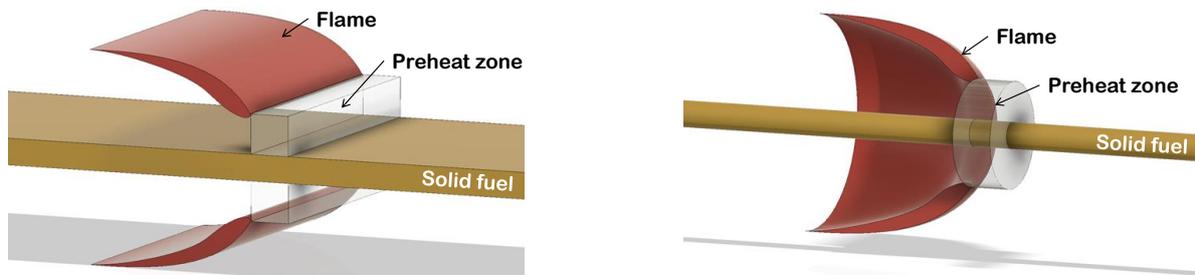


Figure 1.27 3D view of opposed-flow flame spread over a planar solid and a cylindrical solid.

- 固体が同じ厚みを有する場合、円筒形状の方が単位長さあたりに存在する固体の体積が小さくなることで固体が温度上昇しやすくなる。
- 曲率効果により火炎から固体表面への熱流束が大きくなる。
- これらの効果は、試料外径が小さくなるほど顕著に現れる。

このことから、同じ固体材料でも試料表面に曲率を有する場合、材料の燃焼性が向上するという火災安全の観点からすると極めて重要な事実が明らかにされた。また Delichatsios ら[137]は、円筒形状において燃え広がりを維持するための熱収支を次式のように定義した<sup>xii</sup>。

$$\rho_s c_{p,s} V_f (T_p - T_\infty) L_{sy} f_{cy,l,s} = \lambda_g \frac{T_f - T_p}{L_g} L_g f_{cy,l,g} - \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4) L_{sx} \quad (1.17)$$

<sup>xii</sup> ここでは議論の単純化の為に、原著論文で  $E_{FL}$  と定義されている気相から固体表面への熱流束を Bhattacharjee のスケール解析に基づき  $\lambda_g (T_f - T_p) L_g / L_g$  としている点に留意する。

ここで、 $L_{sy}$ は式(1.7)で定義した固体の有効加熱厚さである。左辺は燃え拡がりに必要な顕熱項で、右辺第一項は気相から固体表面への熱伝導項、右辺第二項は固体表面からの輻射熱損失項である。ここで $f_{cyl,s}$ と $f_{cyl,g}$ は先に記した円筒形状の固体が燃え拡がりに及ぼす二つの効果を表す無次元数であり、それぞれ次式のように定義される。

$$f_{cyl,s} = \left(1 - \frac{L_{sy}}{2r_s}\right) \quad (1.18)$$

$$f_{cyl,g} = \frac{C(L_g/r_s)}{\ln[1 + C(L_g/r_s)]} \quad (1.19)$$

式(1.19)の $C$ は対流に依存する熱流束の補正係数である[138]。式(1.17)を見ると曲率効果と有限の化学反応速度の影響を除き Takahashi モデルの式(1.10)と同形であることがわかる。

ここで、式(1.17)を用いて先に紹介した Takahashi モデルで熱的に薄い場合の円筒形状の固体の輻射消炎が予測できるか検討してみる。式(1.17)を Takahashi モデルと同じアプローチで無次元化すると円筒形状の場合の輻射熱損失パラメータ（式(1.13)参照）は次式で表すことができる。

$$R_{rad,cyl} \equiv \frac{1}{f_{cyl,g}} R_{rad} \quad (1.20)$$

$R_{rad,cyl} = 1$ のとき燃え拡がり速度がゼロになるため輻射消炎が起これると考えることができる。Figure 1.28 に式(1.13)と式(1.20)を用いて計算した輻射熱損失パラメータと周囲流速の関係を示す。黒の実線が平板形状の結果を示し、青線が円筒形状の結果で半径が 2.0 mm, 1.0 mm, 0.4 mm の場合の計算結果を示す。すべての場合で周囲流速の低下とともに輻射熱損失パラメータが増大することが確認されたが、円筒形状の場合は半径 2.0 mm の条件を除き図中の流速範囲では $R_{rad,cyl} = 1$ に達しないことがわかる。これは、固体表面の曲率効果によって円筒形状の固体は燃え拡がり速度

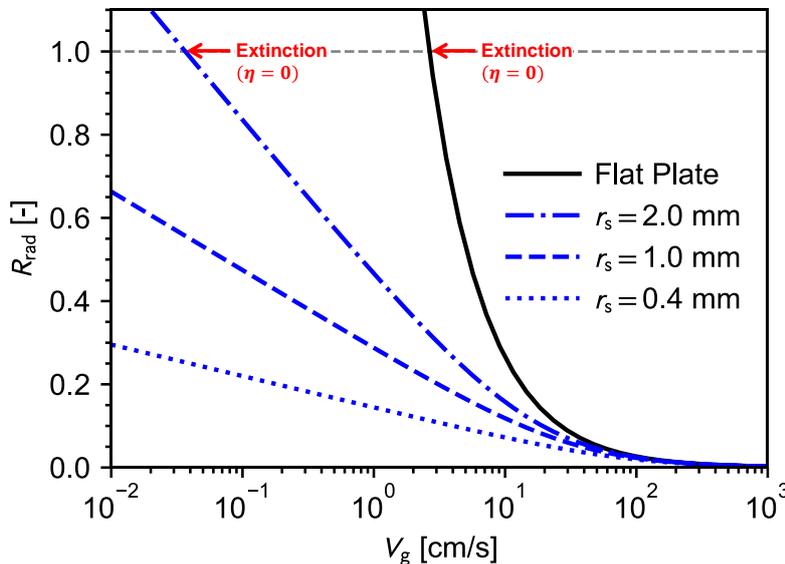


Figure 1.28 Radiative heat loss parameter as a function of opposed-flow velocity with different radius of solid fuel.

を促進するだけでなく輻射消炎に至りにくくなることを意味する。しかしながら、図中の最も小さな流速条件はすでに 0.1 mm/s を示しており、この値は燃え拡がり速度の絶対値に匹敵する。このことから、気相の熱損失を無視した Takahashi モデル[126]では、円筒材料の LOC を正確に予測できないことが示唆される。これは Figure 1.27 に示したように、円筒の場合は単位長さあたりにおける火炎面積に対する固体の表面積が小さくなるため、固体表面からの熱損失が平板ほど消炎に寄与しないことが原因と考えられる。これと等価な結果を Carmignani ら[139]が次元解析によって報告しており「円筒形状の場合は固体表面からの輻射熱損失が平板と比較すると極めて小さくなるため燃え拡がり限界を理論的に予測するには気相の熱損失を考慮した解析を行う必要がある」と指摘している。しかしながら、二次元的な現象である燃え拡がりにおいて気相の熱損失の影響をモデル化することは容易ではなく、筆者の知る限り燃え拡がりに対する気相の熱損失の影響を簡略なモデルで再現した研究例は存在しない(ただし流れ場をポテンシャル流れとして取り扱うことができる固体前方のよどみ領域に形成される対向流拡散火炎を対象とした理論解析は多く存在する[115–118])。そのため、円筒形状の固体の燃え拡がり限界が理論的にどのように記述できるのかは未だ不明であり燃え拡がり研究における未解決問題の一つである。

#### 1.2.4. 電線被覆の燃焼現象

1.1.2 項で紹介したように、宇宙船内の火災事故は電気配線の短絡や過熱が原因である電気火災によって引き起こされたものが多くを占める。そのため、宇宙火災安全対策を講じる際に、電線被覆の燃焼特性を科学的知識に基づき理解を深めておくことは重要である。また、電気火災は宇宙船内に限定されず、住宅や工場、輸送機器など我々の普段の生活環境においても火災の潜在的な要因となっている。このような背景から、電線被覆の燃え拡がり現象に関しても様々な基礎研究が行われてきた[140]。電線被覆上の燃え拡がり現象は、被覆内部に熱の良導体である金属心線が存在することによって固相内の軸方向熱伝導の影響が無視できなくなること、さらに円筒形状であるために前述した固体表面の曲率影響も同時に現れることによって特徴づけられる。そのため 1.2.3 項のはじめで紹介した de Ris の式からは説明されない様々な現象が観察されている。ここでは電線被覆の燃え拡がりと消炎現象について調査した代表的な先行研究を紹介し、その特徴について論じる。

##### □ 燃え拡がり

まず電線被覆上の定常的な火災燃え拡がり現象について焦点を置き、心線材質や試料表面の曲率効果、火炎長さの影響について先行研究を引用しながら論じる。

**心線材質の影響：** 電線被覆上の燃え拡がり現象に関して、よく知られた初期的な研究は 1981 年に Bakhman ら[141,142]によって行われた実験的検討である。実験では銅線とガラス線に PE もしくは PMMA を被覆した模擬電線試料が使用された。燃え拡がりに及ぼす被覆材の厚さや、心線の直径、試料の配置角度の影響に加えて、燃え拡がり時の被覆と心線の温度分布の測定など系統的な調査が行われた。Bakhman らは、熱伝導率の大きな銅線試料の方がガラス線試料よりも燃え拡がり速度を大きくすること、そして火災燃え拡がりを維持することが可能な最低の被覆厚さが存在す

ることを実験的に明らかにした。de Ris の式(1.3)を見ると、燃え拡がり速度は固体の熱伝導率が大きくなるほど小さくなる、もしくは依存しないことが示されており、これは de Ris の解析に反する電線特有の現象であることがわかる。さらに、後者の燃え拡がり限界についても前述した消炎機構からは説明されない電線特有の消炎現象である。これは被覆がある一定の厚みを下回ると、被覆から銅線もしくはガラス線への熱損失が無視できなくなることによって引き起こされる消炎現象であると説明がなされている。

2009年に Nakamura ら[143]は、LDPE が被覆されたニクロム線と鉄線（被覆厚さ=0.15 mm, 心線径=0.50 mm）を用いて、電線被覆上の燃え拡がりに及ぼす雰囲気圧力の影響を実験的に調査した。燃え拡がり速度と燃え拡がり火炎の形状を雰囲気圧力の関数として整理した結果を Figure 1.29 (a)(c)のように報告している。ニクロム線試料では雰囲気圧力が低下するにつれて燃え拡がり速度が大きくなる一方、鉄線試料では燃え拡がり速度がおおよそ一定値を示すことが明らかにされた。また Bakhman らの結果[141]と同様に熱伝導率の大きな鉄線試料の方がニクロム線試料よりも燃え拡がり速度が大きくなることも確認された。Nakamura らは燃え拡がり火炎の上流側に未燃被覆の温度状態を支配する「気相からの熱伝導を特徴づける予熱長さ $L_g$ 」と「心線を通した軸方向の熱伝導によって特徴づけられる予熱長さ $L_c$ 」を定義し、それぞれの長さスケールに対する雰囲気圧力と心線の熱伝導率への影響を考えることで Figure 1.29(a)の実験結果を定性的に説明している。雰囲気圧力が低下すると密度が小さくなることで $L_g$ は拡大するが、 $L_c$ は固相の熱伝導によって支配されるため雰囲気圧力に対する依存性は小さい。さらにニクロムの熱伝導率は鉄よりも小さいため、ニクロム線試料では $L_c$ が小さくなることで燃え拡がりが気相からの熱伝導に支配されることが考えられる。これらの考察をもとに、 $L_g > L_c$ となる燃え拡がり形態を「Flame driven mode」、 $L_g < L_c$ となる燃え拡がり形態を「Wire driven mode」と分類している。そして Flame driven mode の場合は、 $L_g$ が燃え拡がり現象を支配するため、圧力の低下とともに燃え拡がり速度が大きくなったと説明している。また Kikuchi ら[144]と Nakamura ら[145]は、熱伝導率の大きな銅線試料を用いて雰囲気圧力影響の調査を行っており、鉄よりも大きな熱伝導率を有する銅線試料の場合は雰囲気圧力の低下とともに燃え拡がり速度が低下することが確認されている。そのため、圧力の低下に伴う燃え拡がり速度の上昇は熱伝導率の小さなニクロム線試料が「Flame driven mode」を示すため顕著に表れる現象であることがわかる。

燃え拡がりに対する雰囲気圧力の影響については、平板形状の固体でも数多くの実験的検討がなされている。1976年に Frey と T'ien ら[146]によって詳細な実験的検討が行われ、平板形状の固体の燃え拡がりでは雰囲気圧力が低下すると燃え拡がり速度が低下することが報告されている。そのため、Nakamura らが NiCr 線試料で観察した、雰囲気圧力の低下と共に燃え拡がり速度が大きくなる傾向は円筒形状の固体材料で観察される特異な現象であることが知られている。この現象については、次に説明する Fujita ら[147]によって実施された微小重力環境での燃え拡がり現象の観察によって定性的に理解することができる。

**電線表面の曲率影響：** 2002年に Fujita ら[147]は、地下無重力実験センター（Japan Microgravity Center, JAMIC）の大型落下塔を利用して、微小重力場における電線被覆上の燃え拡がり現象を観察した。実験では、LDPE が被覆されたニクロム線試料（被覆厚さ=0.15 mm, 心線径=0.50 mm）が使用され、燃え拡がり速度や火炎形状に及ぼす対向空気流速の影響が様々な酸素濃度雰囲気中で調

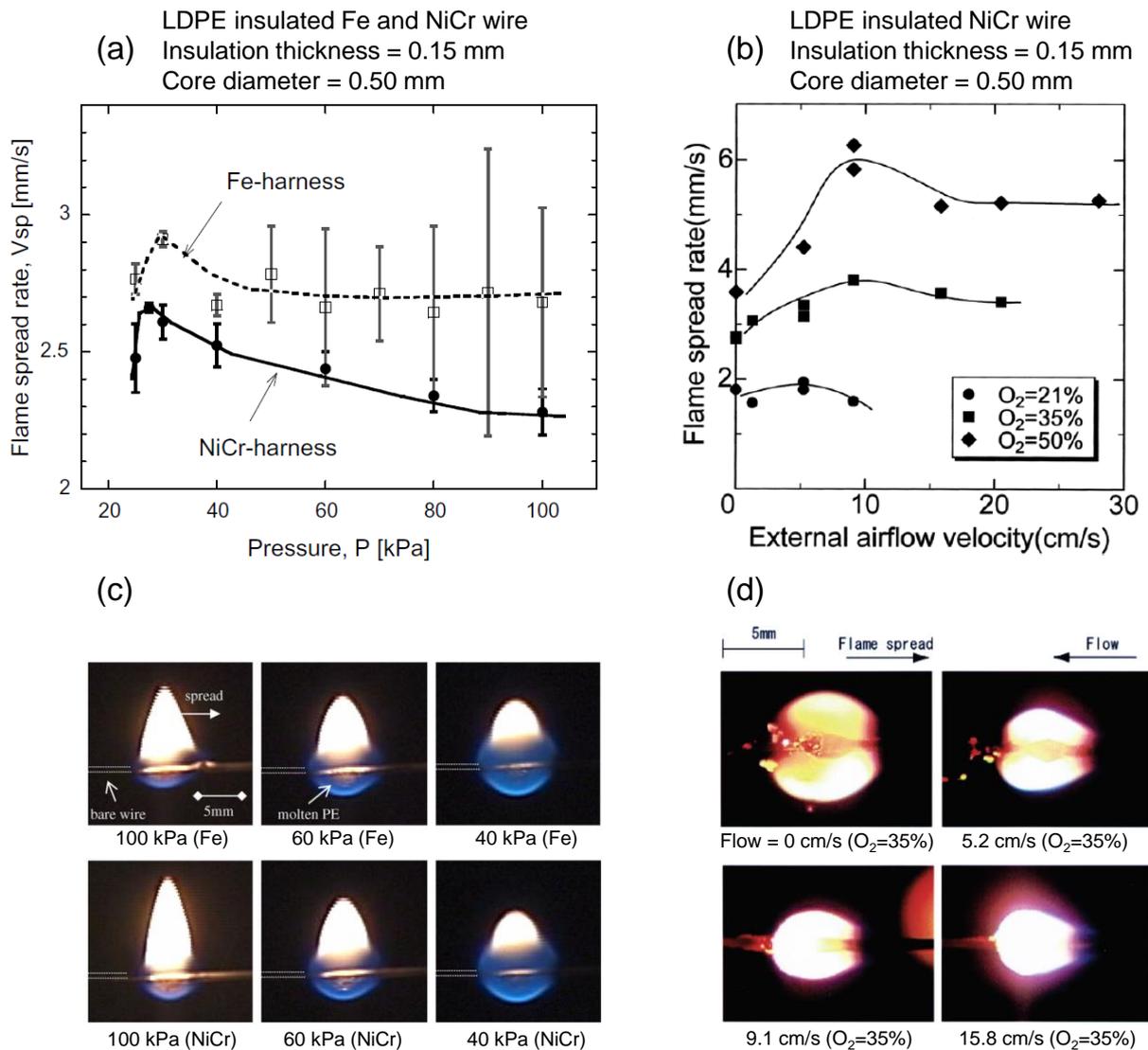


Figure 1.29 (a) Flame spread rate as a function of ambient pressure for LDPE insulated Fe and NiCr wire in normal gravity with horizontal configuration. (b) Flame spread rate as a function of opposed-flow velocity for LDPE insulated NiCr wire in microgravity. (c) Instantaneous flame shape observed during horizontal flame spread in normal gravity with different ambient pressure. (d) Instantaneous flame shape observed during opposed-flow flame spread in microgravity with different flow velocity. (a) and (c) are reproduced from Nakamura et al. (2009). (b) and (d) are reproduced from Fujita et al. (2002).

査された。燃え拡がり速度と燃え拡がり火炎の形状を対向空気流速の関数として整理した結果を Figure 1.29(b)と(d)のように報告している。酸素濃度が 35vol.%と 50vol.%の条件において、流速が 10 cm/s 付近で燃え拡がり速度が最大値を示していることがわかる。これは Figure 1.29 で示した Olson ら[114]の熱的に薄い紙を対象とした実験では観察されなかった新たな現象である。Fujita らは燃え拡がり速度の最大値が観察される領域を「Geometrical effect regime」と呼び、低流速条件において固体表面に曲率を有する場合の材料が示す特有の現象であると説明している。式(1.19)で定義した気相から固体表面への入熱に対する曲率効果を表す係数 $f_{cyl,g}$ は、流速が小さくなると大

きくなることがわかる。これは固体表面から火炎が遠ざかると熱流束が低下するが、そのとき円筒形状の場合では火炎面積が大きくなるため、平板形状よりも熱流束の低下が抑制されることを表している。また Fujita らは、燃え拡がり火炎自体も曲率を有することによって、平板形状と比較したときに反応帯への酸化剤の分子拡散が促進されて、低流速条件で火炎温度が低下しにくくなることを指摘している。以上のことによって、円筒形状の固体では低流速条件で燃え拡がり速度の最大値が現れたと定性的に説明がなされている。ただし、酸素濃度が低い条件では前述した輻射損失の影響などが顕著となることで燃え拡がり速度のピークが観察されなかったとされる。

ここで、式(1.4)で定義した気相の予熱長さ $L_g$ を見ると、 $L_g$ に対する周囲流速と雰囲気圧力の影響が同じ効果を有することがわかる。さらに圧力が低下すると密度が小さくなることによって浮力流れの影響が抑制される。このことによって Nakamura らの実験で雰囲気圧力の低下と共に燃え拡がり速度が上昇する傾向が観察されたと考えることができる。また、Figure 1.29 (c)の雰囲気圧力が40 kPaの火炎形状を見ると Figure 1.29 (d)の微小重力場で観察された火炎形状と類似していることがわかる。先にも紹介したように、減圧下では火炎近傍の密度差によって引き起こされる自然対流の影響が抑制されるため、燃焼時の火炎の振る舞いが微小重力環境のものに類似することが知られている。減圧された環境で燃焼現象を観察するモチベーションとして、密度を小さくして相対的に分子拡散の影響を大きくすることで反応帯を拡大し、火炎の詳細な構造を観察するなどといったことはよく行われてきたが、近年火災研究の領域では地上場で安価に微小重力環境や低重力環境を模擬するアナロジー実験として新たな注目がされている。このアナロジーに着目した研究として、PMMA 球体試料の燃焼[148]や線香の燃焼[149]を観察した実験的検討、燃え拡がり現象に対する自然対流と強制対流の影響を整理するための次元解析モデル[23,150–153]などが報告されている。

**火炎長さと既燃領域の影響：** 対向流雰囲気での燃え拡がりは、前述した de Ris の理論のように燃え拡がり火炎前縁の未燃領域に着目して解析されることが多い。しかしながら、電線被覆の燃え拡がりの場合には、被覆が燃え切った既燃領域に熱伝導率の大きな心線が存在することによって、既燃領域での火炎形態が燃え拡がりに影響を及ぼすことを示唆する実験結果が報告されている。

2015年にHuら[154]は、LDPEが被覆された銅線とニクロム線試料(被覆厚さ=0.15 mm, 心線径=0.50 mm)を用いて、試料の配置角度と燃え拡がり速度の関係について系統的な調査を行った。燃え拡がり速度と燃え拡がり火炎の形状を試料の配置角度の関数として整理した結果を Figure 1.30 (a)と(c)のように報告している。-90度が下方燃え拡がり、0度が水平燃え拡がり、90度が上方燃え拡がりに対応する。白抜き丸で示された銅線試料の結果に着目すると、下方燃え拡がりの燃え拡がり速度が水平燃え拡がりのものよりも非常に大きな値を示していることがわかる。燃え拡がりに及ぼす試料の配置角度の影響は、電線材料以外にも木材や合成樹脂などを用いた実験的検討が多くの研究者らによってなされているが、多くの材料はニクロムの結果と類似した傾向を示し、材料の燃焼性が下方燃え拡がりの燃焼形態で向上するという結果は報告されていない。銅線試料の下方燃え拡がりで観察されたこの特異な現象は、燃え拡がり火炎の下流側で心線がどれだけ火炎に包まれるかによって支配されることが、火炎長さや熱分解領域の長さを計測した結果によって定性的に説明がなされている。このことから、燃え拡がり火炎の下流側に熱伝導率の大きな不活性物質が残留するような材料の燃え拡がりでは、下流側における固体材料の温度状態も燃え拡がり現象に対して重要な役割を果たすことが実験的に明らかにされた。

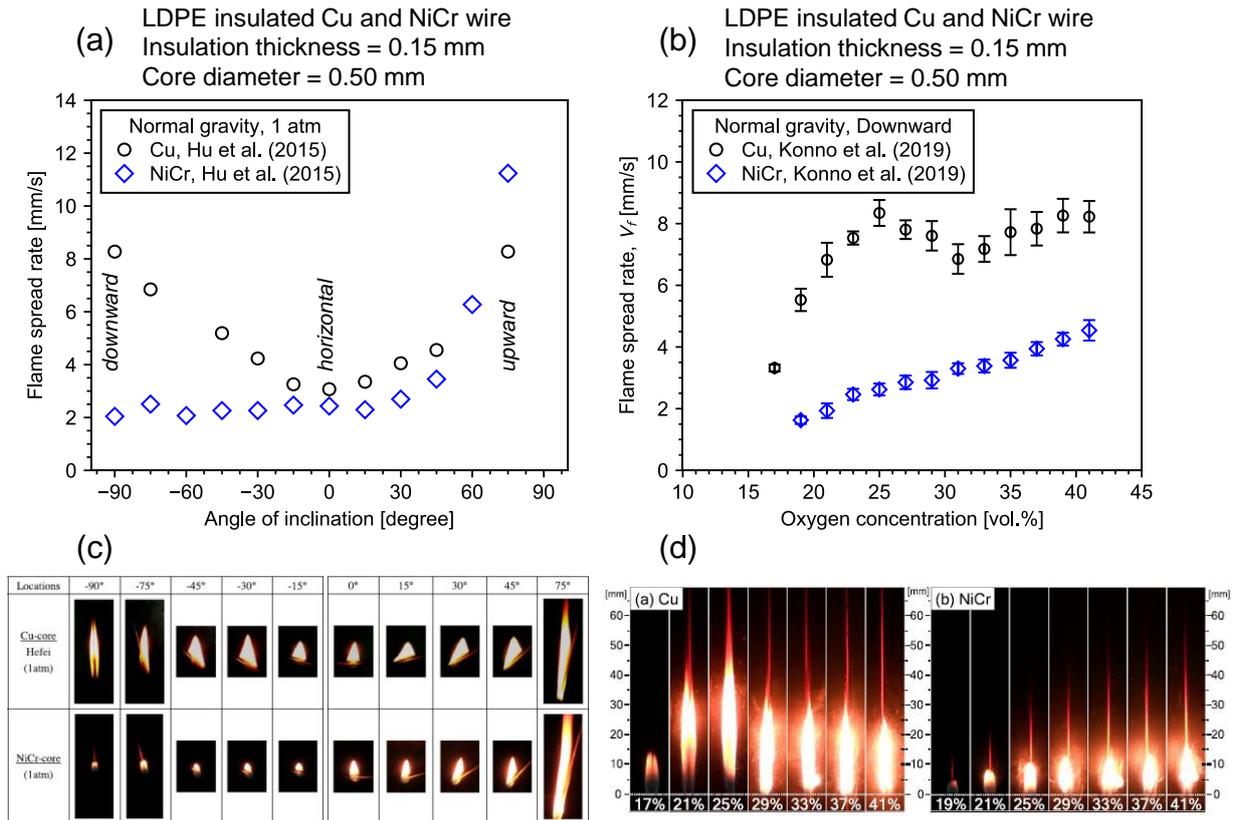


Figure 1.30 (a) Flame spread rate as a function of wire inclination angle for LDPE insulated Cu and NiCr wire in normal gravity. (b) Flame spread rate as a function of ambient oxygen concentration for LDPE insulated Cu and NiCr wire in normal gravity with downward configuration. (c) Instantaneous flame shape observed during flame spread in normal gravity with different wire inclination angle. (d) Instantaneous flame shape observed during downward flame spread in normal gravity with different oxygen concentration. (a) and (c) are reproduced from Hu et al. (2015). (b) and (d) are reproduced from Konno et al. (2019).

また 2019 年に Konno ら[155]は、Hu らの実験[154]と同様の試料を用いて、下方火炎燃え拡がりにおける燃え拡がり速度に対する酸素濃度の影響を調査した。燃え拡がり速度と燃え拡がり火炎の形状を酸素濃度の関数として整理した結果を Figure 1.30 (b)と(d)のように報告している。ニクロム線試料の場合は酸素濃度の上昇に対して燃え拡がり速度が単調増加することが確認されたが、銅線試料の場合は酸素濃度の上昇に対して燃え拡がり速度が非単調な傾向を示すことが確認された。これは、火炎長さに対する酸素濃度の影響によって現れた特異な現象であると説明している。Figure 1.13 で示した Burke-Schuman 理論によって描かれる火炎形状を見てわかるように、酸化剤中の酸素濃度が上昇すると燃料と酸素は短い拡散距離で化学量論比の関係に達することができるようになる。そのため、酸素濃度が上昇すると噴流拡散火炎のサイズは小さくなることが知られている。ここで Figure 1.30 (d)に示される銅線試料の直接画像を見ると、酸素濃度が 25%以上の条件で酸素濃度が上昇するにつれて燃え拡がり火炎が小さくなっていることが確認できる。このことにより、ある酸素濃度の範囲において酸素濃度が上昇したときに火炎温度が上昇することよりも火炎長さが短くなることが入熱量の変化を支配する条件が現れることで、酸素濃度の上昇とともに燃

え拡がり速度が低下し得ることが実験的に明らかにされた。

これらの先行研究の成果から、電線被覆の燃え拡がりには de Ris の解析のように燃え拡がり火炎前縁部に着目するだけでは現象を再現することはできず、燃え拡がり火炎の全領域に着目した理論解析を行わなければならないことが示された。熱伝導率の大きな心線が下流側の火炎の発熱を上流側にフィードバックして材料そのものの燃焼性を変化させる性質は、マイクロ燃焼器の分野で注目を集めている超過エンタルピー燃焼[156–159]に類似する点があることは基礎燃焼学的に興味深い。このことから、電線のような複合材料の燃え拡がり現象のモデル化は火災研究の領域に限定されず、固体推進剤や廃棄物の燃焼方式の解明などに広く応用できることが期待される。

## □ 限界酸素濃度

電線被覆材料の LOC に着目した先行研究もいくつかなされている。2013年に Takahashi ら[160]は航空機を利用した微小重力実験を行い、微小重力環境の低流速条件における電線被覆の LOC を取得した。実験試料には LDPE が被覆された銅線とニクロム線（被覆厚さ=0.15 mm, 心線径=0.50 mm）が使用された。また、地上場の水平燃え拡がりの形態でも LOC の取得を行っており、LOC を周囲流速の関数として整理した結果を Figure 1.31 (a)のように報告している。Takahashi らは電線材料も熱的に薄い平板材料と同様に、微小重力場の低流速条件において LOC が低下することを実験的に明らかにした。また、銅線試料とニクロム線試料の結果を比較すると、同じ流速条件では銅線試料の方がニクロム線試料よりも LOC が高い値を示していることがわかる。すなわち、LOC の観点からすると熱伝導率の大きな銅線試料の方が被覆材料の燃焼性を抑制するということが実験的に明らかにされた。しかしながら、先に紹介した燃え拡がり速度の実験結果について着目すると、熱伝導率の大きな心線材料の方が燃え拡がり速度を大きくして被覆の燃焼性を向上させることが多くの研究で報告されている。このことから、燃え拡がり速度と消炎限界に対する心線材質の影響が異なることが示唆される。しかしながら、この結果については未だ理論的解釈がなされておらず、消炎限界に対する心線材質の影響は十分に理解されていない。

2018年に Mizutani ら[161]は、難燃性ポリマーの一つである ETFE<sup>xiii</sup>が被覆された銅線試料（被覆厚さ=0.15 mm, 心線径=0.50 mm）を用いて、微小重力場と地上場の水平燃え拡がりにおける LOC の取得を行った。Figure 1.31 (b)に示す結果を報告しており、微小重力場の LOC が地上場のものと比較したときに最大で約 12vol.%低下することを実験的に明らかにした。微小重力場の低流速条件と地上場の実験で LOC にこれほど大きな差が現れることは、その他の難燃材料では観察されておらず[126,127]、これは ETFE が示す特徴的な現象であると考えられる。また、2015年に Osorio ら[21]によって ETFE 被覆の銅線試料（被覆厚さ=0.30 mm, 心線径=0.50 mm）を用いて LOC に対する外部輻射影響について調査がなされているが、Mizutani らの結果[161]と同様に微小重力場で LOC が大幅に低下することが報告されている。Mizutani らはこの結果を酸素濃度に対する火炎温度の非線形的応答性によって説明しているが、ETFE の燃焼性が微小重力場において大幅に拡大する詳細なメカニズムについては未だ明らかにされていない。

<sup>xiii</sup> エチレンテトラフルオロエチレンのことであり組成式は $-(C_2H_4)_n-(C_2F_4)_m-$ 。ハロゲン系難燃剤である。

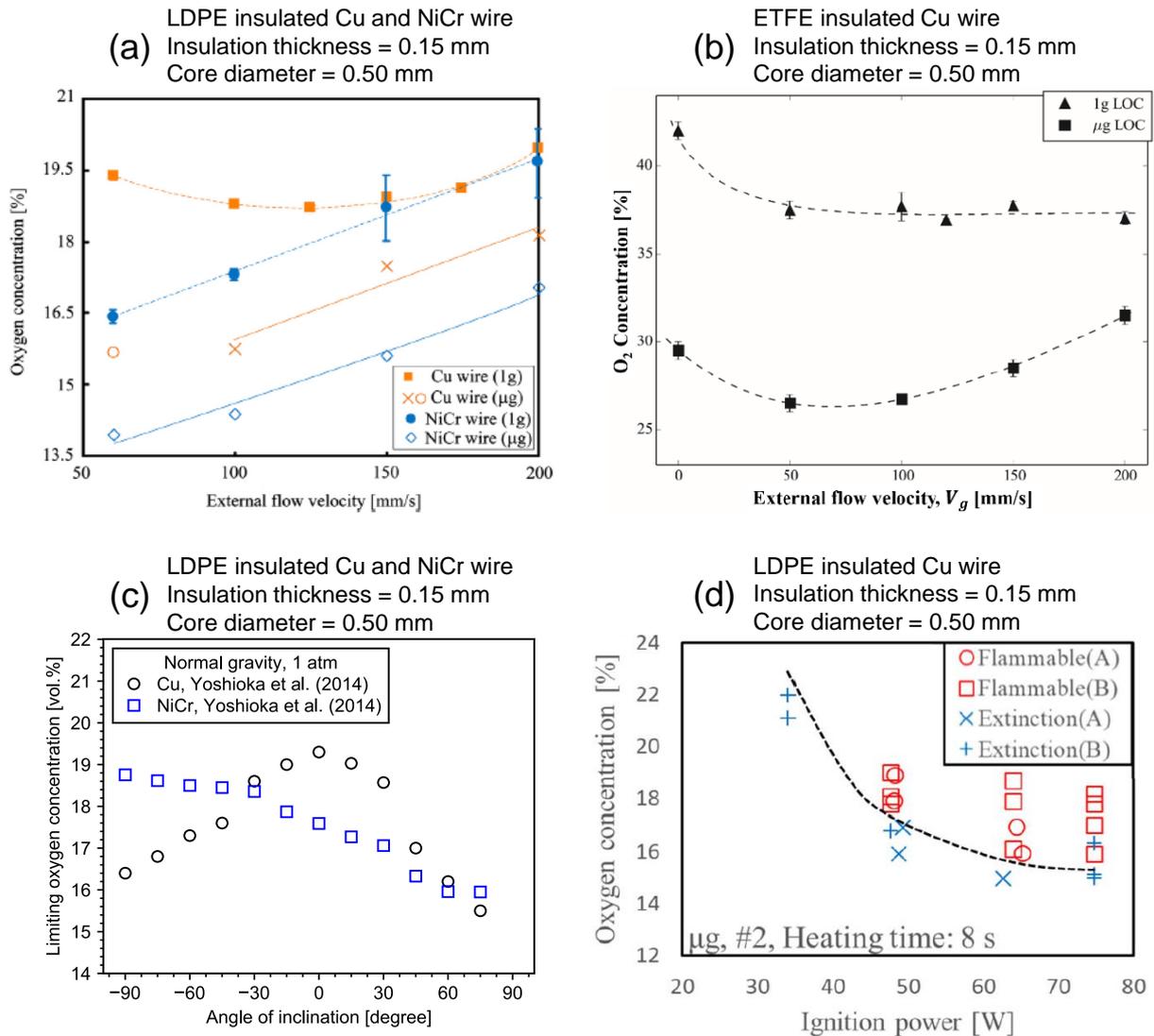


Figure 1.31 (a) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu and NiCr wires as a function of opposed-flow velocity in both microgravity and normal gravity with horizontal configuration. Reproduced from Takahashi et al. (2013). (b) Limiting oxygen concentrations of ETFE insulated Cu wire as a function of opposed-flow velocity in both microgravity and normal gravity with horizontal configuration. Reproduced from Mizutani et al. (2018). (c) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu and NiCr wires as a function of wire inclination angle in normal gravity. Reproduced from Yoshioka et al. (2014). (d) Limiting oxygen concentrations of LDPE insulated Cu wire as a function of initial ignition power in microgravity with 10 cm/s forced flow velocity. Reproduced from Nagachi et al. (2020).

2014年にYoshiokaら[162]はTakahashiらの実験[160]と同様の試料を用いて、地上場においてLOCに対する試料の配置角度の影響について調査を行った。LOCを試料の配置角度の関数として整理した結果をFigure 1.31(c)のように報告している。銅線とニクロム線試料のそれぞれのLOCに対する角度影響は、Huら[154]の燃え広がり速度に対する角度影響についての結果と定性的に対応する結果が報告されている。すなわち、銅線試料の場合は下方燃え広がりにおいてLOCが低下

し、被覆材料の燃焼性が向上することが確認できる。しかしながら銅線とニクロム線試料の結果をそれぞれ比較したときに、水平燃え拡がりでは銅線試料の方がニクロム線試料よりも LOC が高く、下方燃え拡がりではその関係が逆転する傾向が確認できる。このことから、燃え拡がり火炎の下流側における心線の温度状態は定常燃え拡がりだけでなく、消炎近傍条件に対しても重要な役割をすることが明らかにされた。

2020 年に Nagachi ら[163]は、Takahashi らの実験[160]と同様の試料を用いて、LOC に対する初期着火条件の影響について調査を行った。着火線へ供給する電力と LOC の関係を Figure 1.31 (d)のように報告している。図には航空機実験で取得された銅線試料の結果のみが示されているが、そのほかに地上実験の結果やニクロム線試料の場合の結果が報告されている。図からわかるように、着火線の出力が大きくなるにつれて LOC が低下し、出力がある値を超えると LOC が一定値に収束するような傾向が確認できる。また、LOC に対する初期的な着火条件の影響は微小重力場および銅線試料で顕著に表れることが実験的に明らかにされた。電線被覆上の火炎燃え拡がりに対する初期着火の影響については Huang ら[164]が雰囲気圧力や酸素濃度、心線材質に着目した実験的検討と理論解析を行っており、心線の熱伝導率が大きくなるにつれて、着火から定常燃え拡がりに遷移するためにより大きなエネルギーを投入する必要があることを明らかにした。このような初期の着火過程がその後の定常燃え拡がりや消炎に対して影響することは、先に紹介した PMMA や紙などの可燃性固体単体を対象とした実験では観察されておらず、熱伝導率の大きな心線が存在することで引き起こされる電線材料特有の現象であると言える。

### 1.3. 本研究の目的

ここまでに論じたように、電線材料についても燃え拡がりや消炎現象に着目した基礎研究が多くの研究者らによって行われており、宇宙火災対策を講じる際に有用な学術的知見が蓄積されてきた。しかしながら、現象が複雑であるため 1.2.3 項で紹介した燃え拡がり研究で行われたような、詳細な理論解析や数値解析はほとんど行われていないのが現状である。多くの研究が実験主導であり実験で観察された傾向を定性的に説明したところで留まっているといった具合である。理論解析や数値解析が行われた例も存在するが、それらの多くは考察をサポートするレベルのものであり、実験結果と解析結果を詳細に比較検討しモデルの妥当性について検討された研究はほとんど行われていない。これまでの議論を基に、電線被覆上の燃え拡がり現象の特徴と未だ十分に理解がされていない主要な点をまとめると下記のようになる。

- 被覆材料の内部に熱の良導体である金属心線が存在する。そのため被覆材料の燃焼時に心線が同時に加熱されることによって、心線を通した軸方向熱輸送が燃え拡がり現象を支配し、被覆材料そのものの燃焼性を変化させる。また、熱伝導率の大きな心線は燃え拡がり速度を大きくして被覆の燃焼性を向上させる効果を有する一方、LOC を大きくして被覆の燃焼性を抑制させる効果も同時に有することが実験的に確認された。しかしながら、本現象を説明する理論解析は十分に行われておらず、燃え拡がりや消炎に対する心線材質の影響は未だ不明な点が多い。

- 円筒形状であるため燃え拡がりや消炎現象に対して固体表面の曲率影響が現れ、被覆の燃焼性が変化する。またこの曲率影響は固体の直径が小さいとき、そして周囲流速が小さいときに顕著に現れる。さらに円筒形状では固体表面からの輻射熱損失の影響が小さくなり、燃え拡がり火炎が気相の輻射熱損失によって消炎することを示唆する考察が報告されている。しかしながら、円筒形状の燃え拡がり火炎の消炎を理論的にどのように記述できるのか未だ明らかにされていない。さらに、燃え拡がり研究では気相の熱損失は無視されることが多く、その影響をどのようにモデル化できるか不明である。

そこで本論文では、固体の燃え拡がり研究における上記の二つの問題に焦点を置き、電線被覆の燃え拡がり現象を表す理論モデルを構築することで、燃え拡がり速度と LOC に対する、心線材質や、曲率影響、酸素濃度、周囲流速の影響を明らかにすることを研究目的とする。さらに 1.1.4 項で紹介したように、本研究は宇宙火災安全性の向上を目的とした FLARE プロジェクトの一環として実施されたものである。電線被覆の LOC に対する周囲流速の影響を明らかにすることで、自然対流の影響が消失する微小重力環境での電線被覆の難燃性を評価可能なモデルを提案することも重要な目的の一つである。これらの目標を達成することを目指し、本研究では大きく分けて以下の三つの課題に取り組んだ。

- **電線被覆を燃え拡がる火炎の火炎長さの予測に関する実験的検討と理論解析。**
- **心線を通じた未燃領域への熱伝導が原因となる熱損失と消炎現象の関係の解明。**
- **電線被覆上の火炎燃え拡がり速度と LOC を予測するための理論解析。**

本論文の 2 章には実験概要を記し、3 章から 5 章までに上記の課題から得られた研究成果を論じ、6 章の結論にて本論文を結ぶ。

## 2. 実験概要

本研究の実験的検討は電線被覆上の燃え拡がり現象に対する、心線材質と、雰囲気酸素濃度、そして周囲流速の影響について包括的な調査を行うものである。実験試料、雰囲気酸素濃度、周囲流速を主な実験変数として、3章では燃え拡がり火炎の火炎長さ、4章では定常燃え拡がり時の心線温度分布、5章では燃え拡がり速度と限界酸素濃度（LOC）について、実験データを基に理論解析の妥当性を検討した。ここでは各章の内容に先立ちそれぞれの実験で使用した、実験装置、実験方法、実験試料、データ解析の方法を記す。

### 2.1. 下方向燃え拡がり試験装置

3章の実験で下方向火炎燃え拡がりを観察する際に使用した実験装置の概略図を Figure 2.1 に示す。本装置の主要構成部品は、アクリル管、整流ダクト、着火装置、酸化剤供給システム、ビデオカメラである。なお、本実験装置は ISO-4589-2[53]に規定される酸素指数試験法で使用される実験装置の構成に沿って設計した。アクリル管の形状は内径 60 mm、長さ 500 mm、肉厚 2.5 mm である。整流ダクトにはガラスビーズを敷き詰め、その上部にはハニカムを設置した。整流ダクトの上部にアクリル管を設置して、アクリル管内で電線試料の燃え拡がりを観察した。電線試料はアクリル管内の中心軸に鉛直に設置した。アクリル管の下部に設置したステンレス鋼線（線径 0.8 mm）に電線試料の下端を結び付け、上端はバネで固定して燃焼試験中に電線試料に張力がかかるようにした。これは火炎が燃え拡がる際に心線が熱膨張してたわむことを防止するためである。また、電線試料を強制着火するために、コイル状に形成した着火線をアクリル管内の上部に設置した。着火線の材料は線径 0.5 mm のカンタル線であり、形状は統一するために M8 ボルトに 8 回巻き付けてコイル状の着火線を自作した。着火線に供給する電力は直流電源装置を用いて 95 W で統一し着火線の通電加熱時間は 12 秒とした。また、燃え拡がり現象に及ぼす雰囲気酸素濃度と周囲流速の影響を調査するために、ガスボンベから窒素と酸素の混合気体を混合容器と整流ダクトを通してアクリル管内に供給した。このとき窒素と酸素の体積流量は質量流量計を用いて調節しており、アクリル管内の酸素濃度と平均流速は任意の値に調整可能である。本実験装置では管内に最大で 120 cm/s の平均流速を流すことが可能である。着火および燃え拡がりの様子はビデオカメラで撮影した。

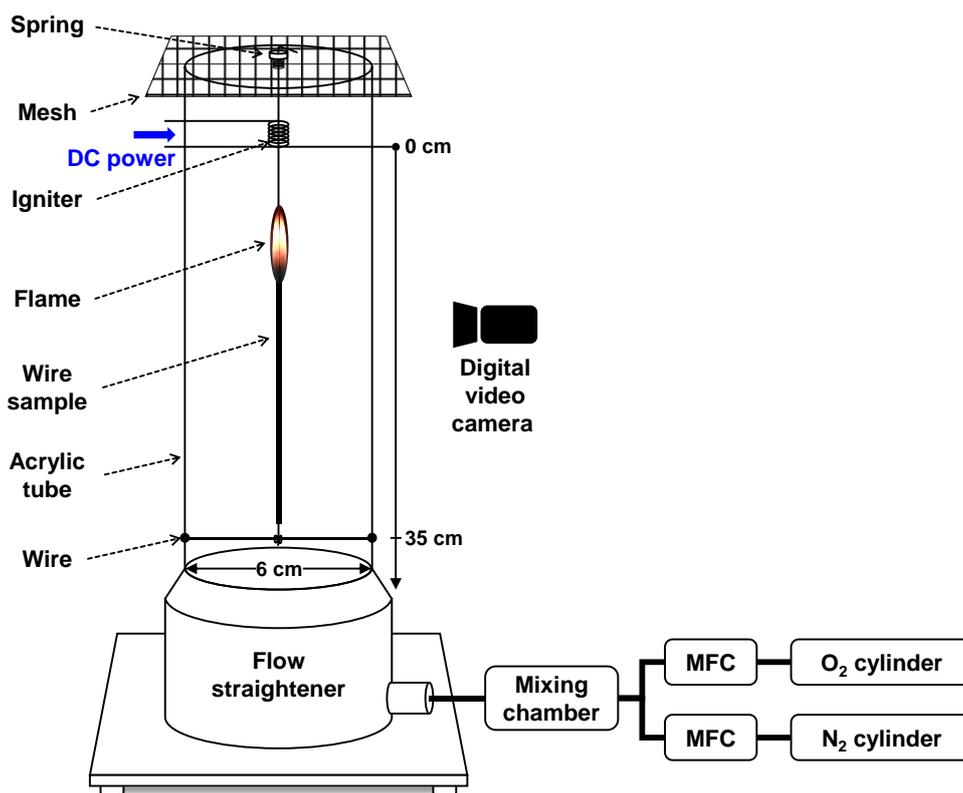


Figure 2.1 Schematic of experimental apparatus used for downward flame spread test in normal gravity environment.

## 2.2. 熱電対を用いた心線温度の計測

4章の実験で心線温度分布を計測する際に使用した実験装置の概略図を Figure 2.2 に示す[165]. 装置本体は先に説明したものと同様である. 異なる点は実験試料の準備とアクリル管である. 心線温度分布を直接計測することは困難であるため, 本実験では Figure 2.2 (a)に示すように, ある定点における心線温度の時間履歴を計測して, その時の燃え拡がり速度を用いて温度分布に変換した. 解析方法の詳細は後述する. 心線表面への熱電対の取り付け方法は Figure 2.2 (b)と(c)に示す通りである. 使用した熱電対は線径が 0.1 mm の K 型熱電対である. 熱電対接点を作る際はスポット溶接機を利用した. 本実験で使用したアクリル管は, 三本に分割されており, 中央に設置するアクリル管には熱電対を通すための穴が二つ開けられている. Figure 2.2(a)のようにアクリル管と試料を垂直に設置したあと, 三本のアクリル管をビニールテープで固定した. 熱電対は燃え拡がり進行方向に対して垂直に設置するために軽く張力を与えて, 通し穴の二か所を塞ぐようにしてビニールテープで固定した. 熱電対から得られる温度の時間履歴はデータロガーで記録した. この時のサンプリング周期は 100 Hz とした. またビデオカメラとデータロガーを同期するために, 各実験を開始する際に LED の発光をビデオカメラで撮影して, その時の電圧をデータロガーに記録した.

電線試料に熱電対を取り付けた場合と何もつけない場合の燃え拡がり速度を比較した結果, 熱電対を取り付けた際にも定常的な燃え拡がり観察できる条件では, 燃え拡がりに対して熱電対の影

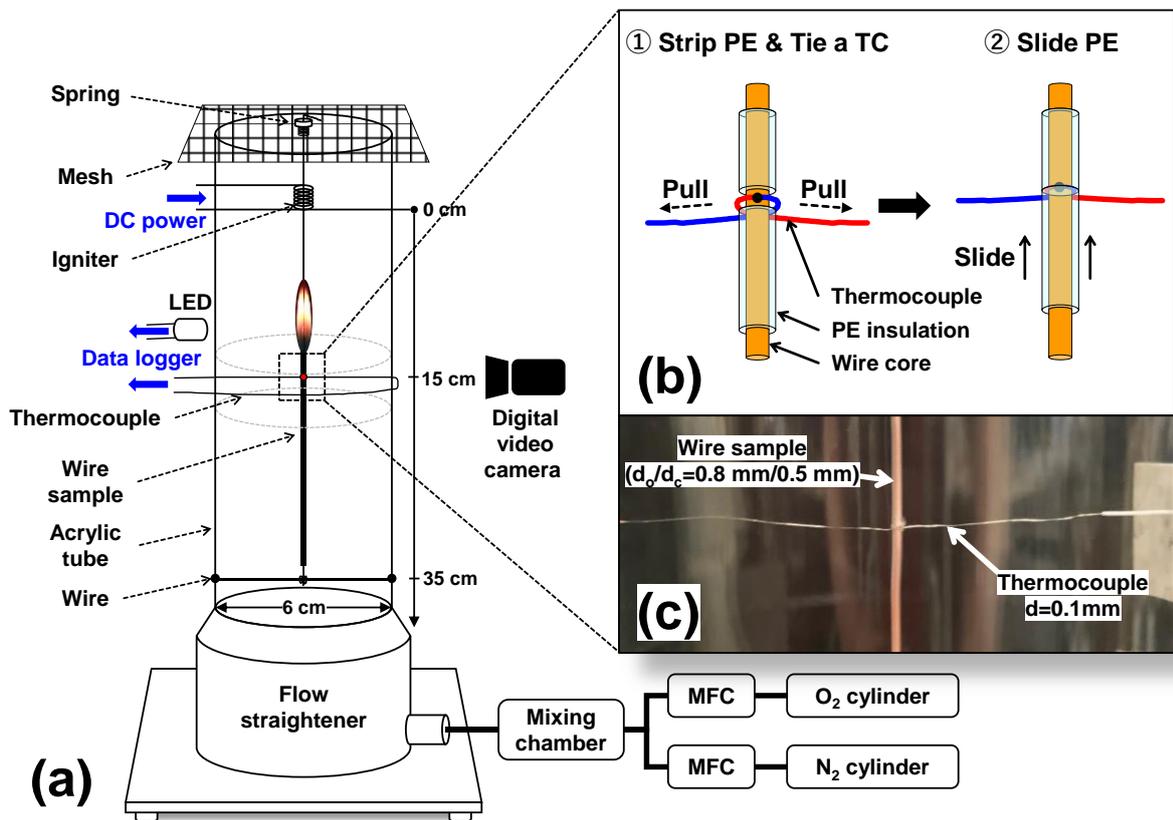


Figure 2.2 (a) Schematic diagram of experimental apparatus. (b) Illustration of a TC attachment method on the surface of a wire core. (c) Photograph of TC mounted on wire sample. Reproduced from Konno et al. (2020).

響は無視可能であることを確認した。ただし、消炎近傍条件での測定を試みたところ、燃え拡がり火炎が熱電対の位置に到達したときに消炎してしまうことを確認した。検証の結果、LOCよりも酸素濃度が約 0.5vol%高い条件では熱電対を取り付けた温度測定が問題なく実施可能であることを確認した。また、酸素濃度が 25vol.%を上回ると燃え拡がり火炎が熱電対を通過したときに、熱電対を焼き切ってしまうことが確認された。そのため心線温度の測定においては酸素濃度の上限値を 25vol.%とした。

### 2.3. 吹き消え試験装置

5章の実験で使用した実験装置の概略図を Figure 2.3 に示す。本実験装置は地上場の高流速条件において吹き消え消炎を観察することに特化した実験装置である。本研究では 5章の研究で LOC を特定する際に使用した。装置の主要構成部品は、整流ダクト、ガラス管、酸化剤供給システム、試料ホルダー、着火用ガストーチである。Figure 2.3(a)に示す整流ダクトは JAXA によって開発されたものである。試験領域に一様な流れ場を形成するために、内部にメッシュと整流板の階層が設けられている。ガラス管の形状は内径 75 mm、長さ 230 mm、肉厚 2.5 mm である。Figure 2.3(b)に示す酸化剤供給システムは JAXA から借用した。ガスポンベから供給される窒素と酸素の体積流

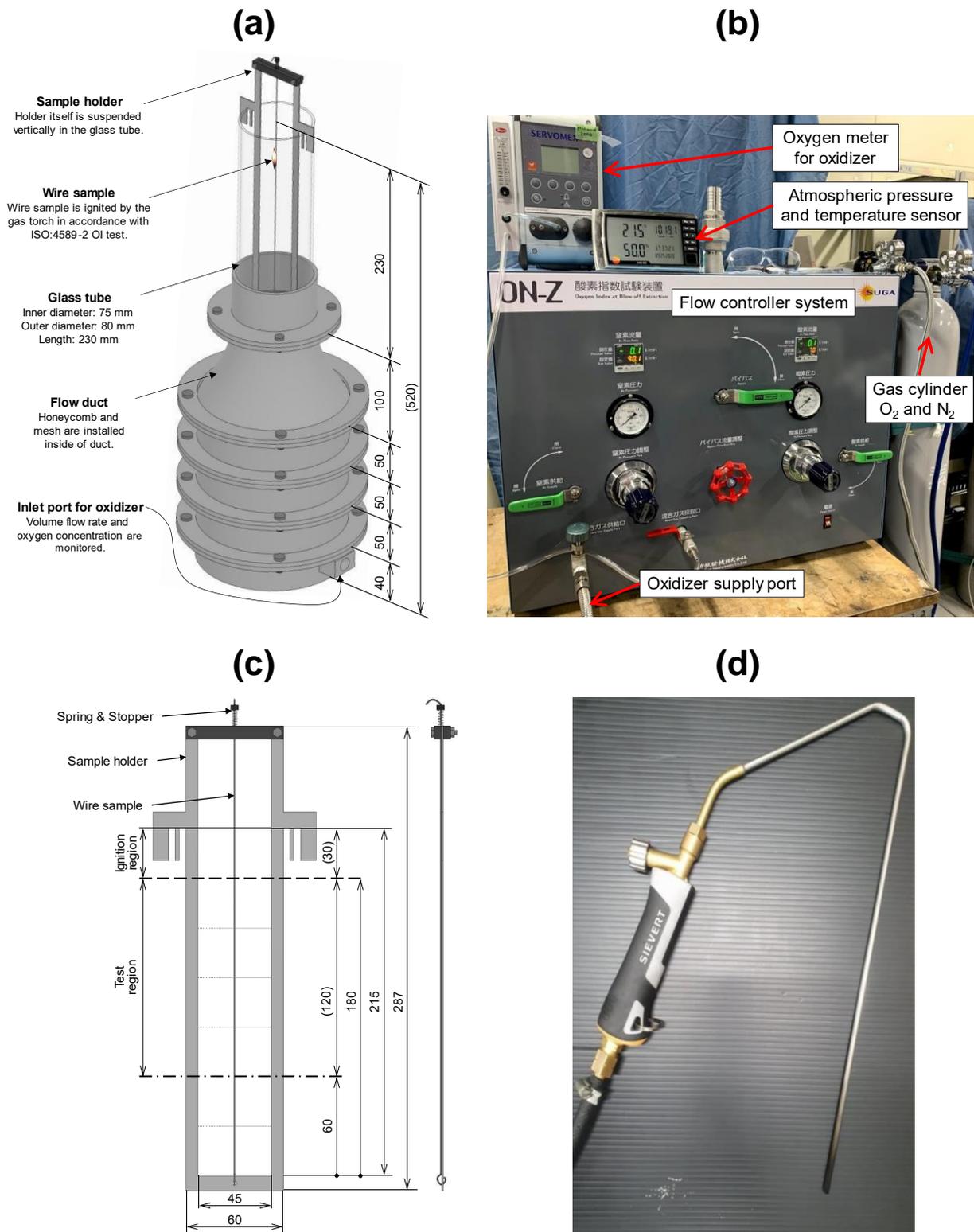


Figure 2.3 Experimental apparatus for determination of limiting oxygen concentration of electric wire with downward spread configuration in high forced flow field. (a) Combustion chimney and flow duct. (b) Flow control system. (c) Sample holder for a thin electric wire. (d) Gas torch for ignition.

量を任意の値に調節することができる。LOC を特定する際は、本システムを用いて試験領域の酸化剤流速と酸素濃度を設定した。Figure 2.3(c)に示す試料ホルダーは本研究で開発した。厚み 1 mm のステンレス材で製作し、試験領域であるガラス管内に吊り下げることができるように、上部に引っ掛かり部を設けた。ガラス管形状が内径 60 mm、肉厚 2.5 mm の場合でも試験が実施できるように 2 種類の引っ掛かり部を用意した。電線試料は試料ホルダーの中央に設置することができる。ホルダー下部に試料の通し穴を開けている。試料下端は通し穴に入れた後折り曲げて固定した。試料上端はバネに引っかけて固定し、燃焼試験中に試料に張力が掛かるようにした。これは前述したように、燃焼試験中の熱膨張による試料のたわみを防ぐためである。試料を着火する際は Figure 2.3(d)に示すガストーチを使用した。

燃焼試験ではガラス管の上端から 30 mm までの試料を着火に使用した。Figure 2.3(c)に示すサンプルホルダーにおいて実線から点線までの領域に対応する。そして点線から一点鎖線までの 120 mm の領域を燃え拡がり判定領域とした。試験領域を火炎が燃え拡がった場合は「可燃条件」とし、消炎した場合は「消炎条件」と判定した。試験領域の下部に 60 mm の余裕を設けているのは、試料ホルダーへの熱損失と、試料ホルダーが存在することによる流れ場の乱れが試験結果に影響することを防ぐためである。なお、本実験装置を用いて LOC を特定する際は ISO4589-2 の Oxygen Index Method[53]に規定される標準試験法に則り実験を実施した。着火と LOC の決定方法に関する詳細は ISO4589-2 のマニュアルに譲る[53]。各流速条件における LOC を決定する際は Dixon's "up-and-down" method[166]を使用した。そして試験中の火炎の様子はビデオカメラで記録した。

## 2.4. 実験試料

本研究では電線材料の燃焼現象の単純化を目的として製作した模擬電線試料を燃焼試験に使用した。単心の金属線に薄いポリマーが被覆された試料である。被覆材料には低密度ポリエチレン (Low density polyethylene, LDPE) を使用した。本論文では、先行研究の実験データが存在する外径 0.80 mm 心線径 0.50 mm の銅線とニクロム線試料を対象に理論解析を進めた。そのため、これら二種類を標準試料として扱うことにした。ただし、モデルの妥当性の検証を目的として、上記した標準試料と同じ形状で心線材料を鉄線に変更した試料や、形状が異なる試料も使用した。実験で使用した電線試料の形状を Table 2.1 にまとめる。各種物性値は付録 A に記す。

Table 2.1 Geometrical configurations of laboratory wire samples.

Outer diameter [mm]	Core diameter [mm]	Insulation thickness [mm]
0.80	0.30	0.25
0.80	0.50	0.15
1.00	0.70	0.15
1.10	0.50	0.30
1.30	0.50	0.40
1.60	1.00	0.30

## 2.5. 燃え拡がり火炎の追跡方法

本研究では試料上の燃え拡がりの様子をビデオカメラで撮影し、撮影された可視火炎の輝度値を利用して燃え拡がり速度と火炎長さを計測した。最も安価で簡単な非接触の火炎計測方法である。火炎検知の方法論は Bhattacharjee らが提案する手法[167]を参考にした。撮影した動画の解析フローは下記のとおりである。

- ① 画像を RGB 色空間から YCrCb 色空間に変換して Y のみの輝度画像を取得する。
- ② 解析領域 $\Delta W$ を定義する (Figure 2.4 (a)において緑色のハッチングがされていない領域を示す)。
- ③ 解析領域 $\Delta W$ の縦方向の輝度分布から平均値を算出して、一次元的な火炎の輝度分布を取得する (Figure 2.4 (b)の黒の実線)。
- ④ ③で取得した火炎の輝度分布から、火炎上流端と下流端を示す輝度値を閾値に決定する。(図中の赤の実線)

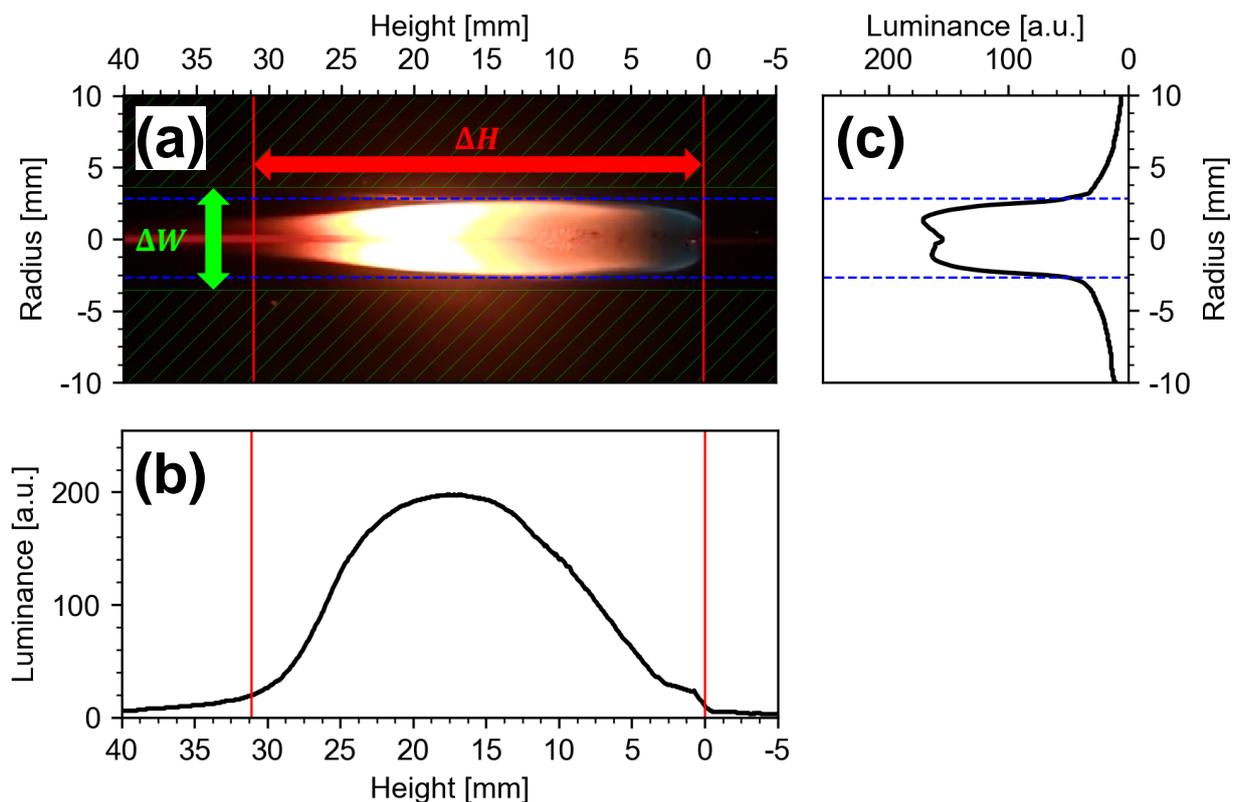


Figure 2.4 Example of flame edge detection for LDPE insulated Cu wire under 19vol.%  $O_2$  concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (a) The original image. (b) The averaged luminance of the original image surrounded by green dashed lines. Vertical red lines correspond to the location of the flame front and the location of the flame tail. (c) The averaged luminance of the original image surrounded by red solid line. Horizontal blue lines correspond to the location of flame radius.

- ⑤ 火炎上流端と下流端の範囲を解析領域 $\Delta H$ として定義する.
- ⑥ 解析領域 $\Delta H$ の横方向の輝度分布から平均値を算出して、一次元的な火炎の輝度分布を取得する (Figure 2.4 (c)の黒の実線).
- ⑦ ⑤で取得した火炎の輝度分布から、火炎半径を示す輝度値を閾値に決定する (図中の青の点線).

以上が主な解析の流れである. 閾値を決定したあとは動画ファイル内の全フレームを同じ条件で繰り返し処理を行い, 最終的に Figure 2.5 に示すデータを得る. これら一連の処理を実行するプログ

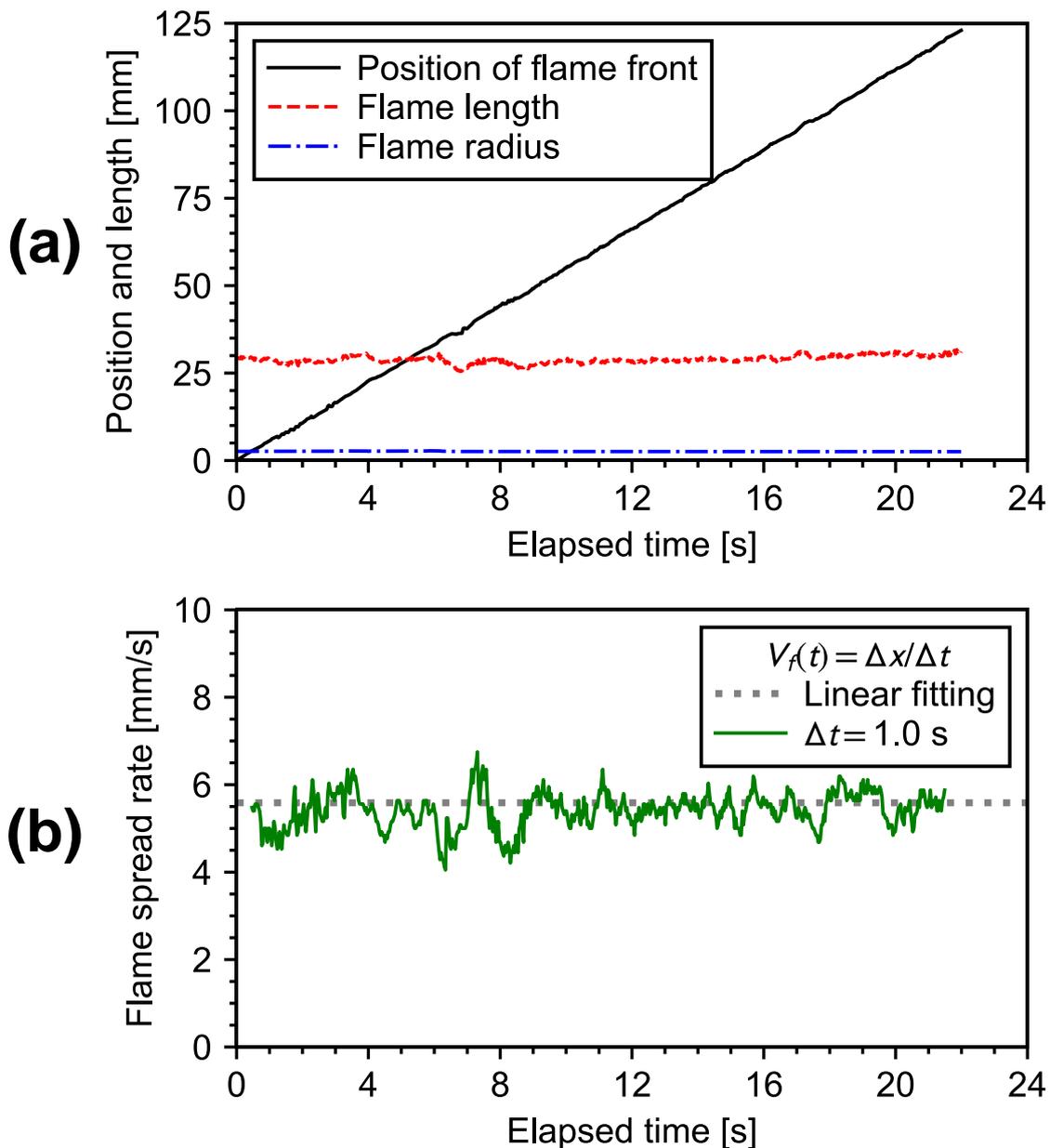


Figure 2.5 Example of analysis with LDPE insulated Cu wire under 19vol.%  $O_2$  concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (a) Time history of the position of the flame front, flame length, and flame radius. (b) Instantaneous flame spread rate. A horizontal gray line corresponds to the spread rate determined by the linear fitting of the position of the flame front versus time.

ラムはユーザビリティを考慮して GUI 化した。GUI 機能の詳細は付録 E に記す。

Figure 2.5 (a)の黒の実線が火炎先端位置の時間履歴、赤の点線が火炎長さ、青の一点鎖線が火炎半径に対応する。また Figure 2.5 (b)の緑の実線は、火炎先端位置の時間履歴を基に算出された瞬時的な燃え拡がり速度の時間履歴を示す。また灰色の点線は、火炎先端位置の時間履歴を一次関数で線形回帰したときに得られる傾きの値である。Figure 2.5(b)に示すように計測された燃え拡がり速度には若干の時間変動はあるが、本研究の実験条件では火炎長さや燃え拡がり速度の時間履歴から特筆すべき非定常性は観察されなかった。そのため、各条件での燃え拡がり速度は火炎先端位置の時間履歴を一次関数で線形回帰した時に得られる直線の傾きによって定義することにした。また、火炎長さは解析された全データの平均値を用いることにした。ある任意の条件において、燃え拡がり速度と火炎長さを取得するときは最低3回の繰り返し実験を行った。それらの平均値をグラフに示す際は標準偏差の値をエラーバーで示した。

## 2.6. 心線温度の時間履歴から温度分布への変換方法

2.2節で紹介した方法を用いて定点における心線の温度を測定すると、まず Figure 2.6 (a)に示す心線温度の時間履歴を得ることができる。定点温度の時間履歴から温度分布に変換するプロセスは下記の通りである。

- ① データロガーで記録されたデータの時刻とビデオカメラで撮影された動画の時刻を LED の発光と信号を用いて同期する。
- ② 撮影した動画をコマ送りして、燃え拡がり火炎の上流端が熱電対接点と重なる時刻を記録する。そして、その時刻が $x$ 軸の原点となるように $x$ 座標を変換する。
- ③ 前述した動画処理を用いて燃え拡がり速度の値を計測する。
- ④ 時刻に燃え拡がり速度の値を掛けて $x$ 軸を長さスケールに変換する。

この手順に沿って解析を行うと最終的に Figure 2.6 (b)に示す仮想的な心線の温度分布を得ることができる。 $x = 0$ が燃え拡がり火炎の前縁であり、 $x > 0$ が未燃側である。

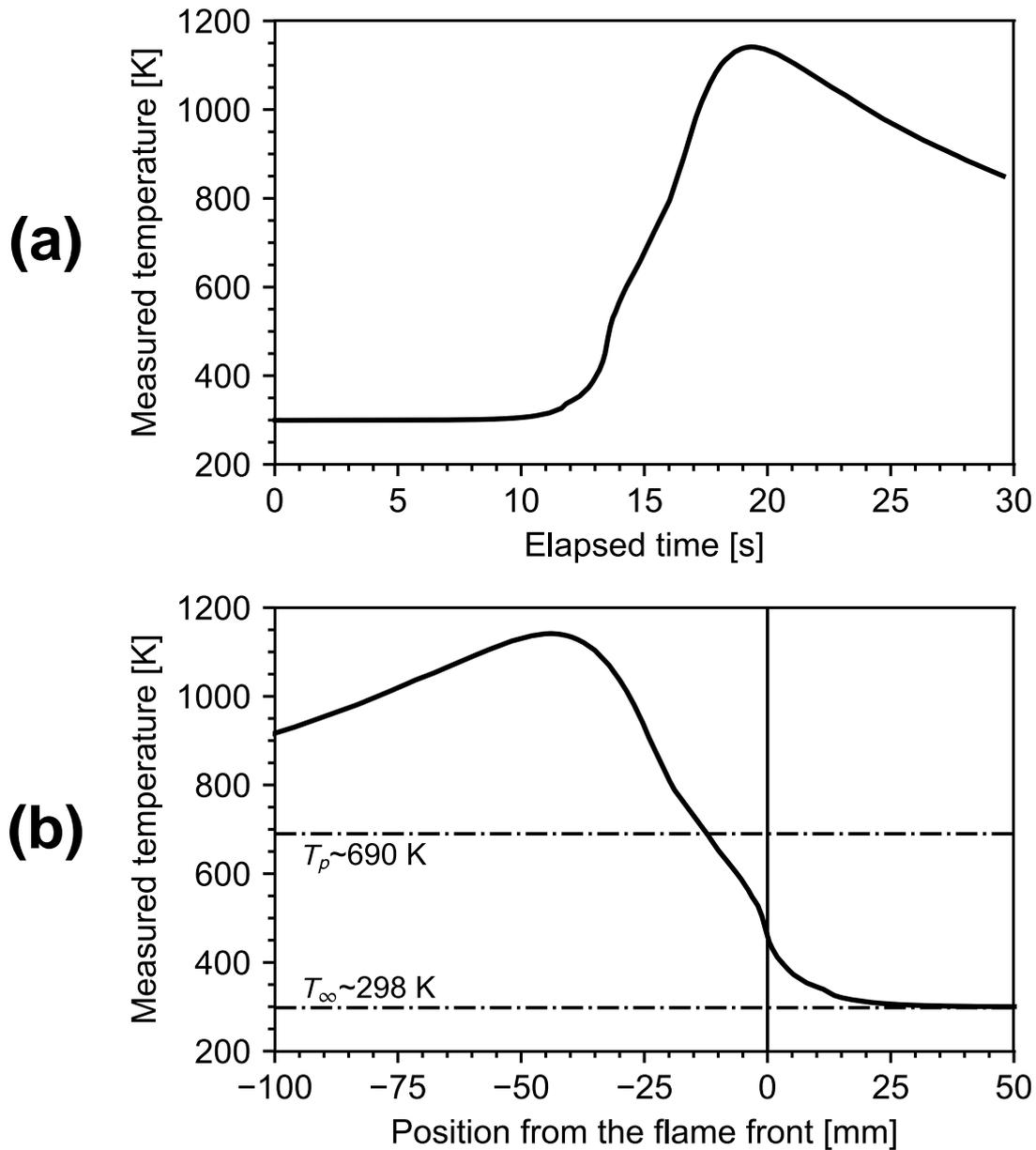


Figure 2.6 (a) Original data: Time history of temperature of a Cu wire during flame spread under 21vol.% O<sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. (b) Processed data: Simulated temperature profile along a Cu wire during flame spread under 21vol.% O<sub>2</sub> concentration and 10 cm/s forced flow velocity. Horizontal dashed lines represent ambient temperature and pyrolysis temperature of LDPE.

### 3. 燃え拡がり火炎の火炎長さの予測

電線被覆上の火炎燃え拡がりでは、燃え拡がり火炎の下流領域で熱伝導率の大きな心線が火炎に直接晒されることによって下流側の心線の温度状態が燃え拡がり現象全体に影響を及ぼす。そのため、火炎長さが燃え拡がりと消炎現象に対して重要な役割をすることがいくつかの研究で報告されている[154,155]。したがって、電線被覆上の燃え拡がり現象のモデル化を行うために、燃え拡がり火炎の火炎長さを正確に予測できるようにしておくことは重要である。そこで本研究では、燃え拡がり火炎の火炎長さを予測可能にすることを目的として実験的検討と理論解析を行った。本章ではその詳細を述べる。

#### 3.1. 電線被覆上を燃え広がる火炎の特徴

まず、本研究で対象とする電線被覆を燃え広がる火炎の特徴について述べる。Figure 3.1 に本研

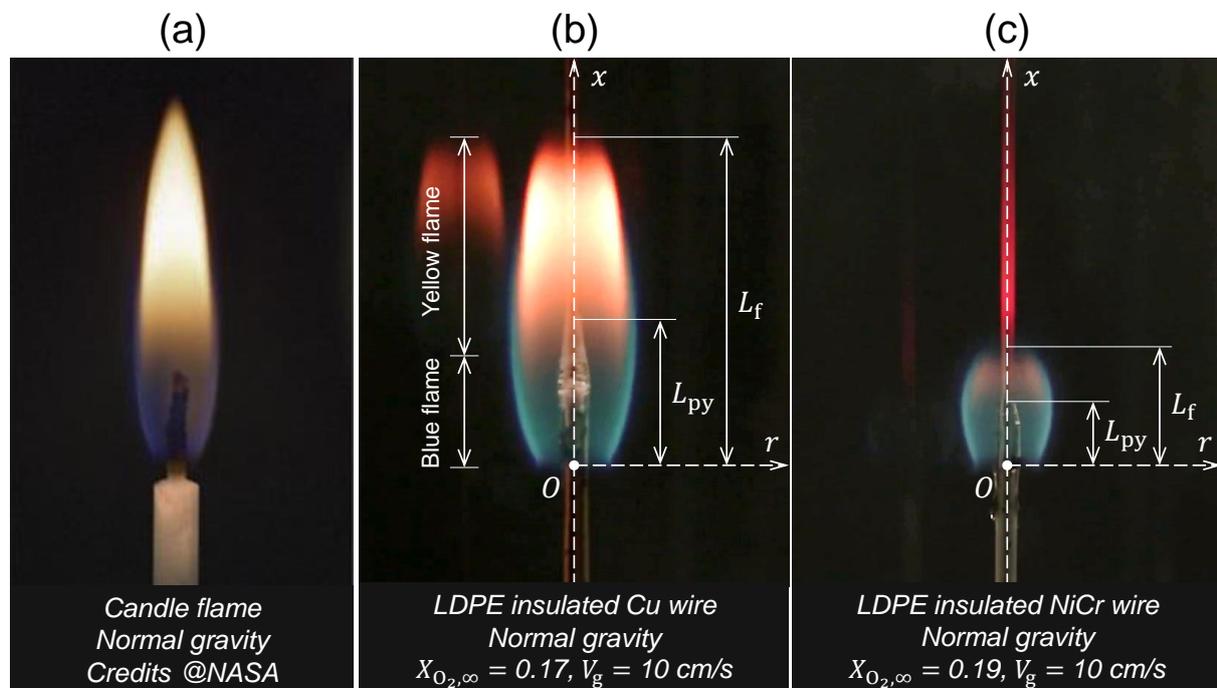


Figure 3.1 (a) The shape of candle flame in normal gravity. (b) The shape of a spreading flame along LDPE insulated Cu wire in normal gravity. (c) The shape of a spreading flame along LDPE insulated NiCr wire in normal gravity.

究で用いた LDPE が被覆された銅線とニクロム線試料を燃え拡がる火炎の直接画像とろうそくの灯心に形成される火炎の直接画像を示す。撮影条件が異なるため火炎の色には違いがあるが、電線被覆上の燃え拡がり火炎は、ろうそくの灯心に形成される拡散火炎に類似していることがわかる。ろうそくの場合は灯心からパラフィンが気化することによって気相に燃料が供給されて、それが周囲の酸化剤と混合し燃焼する。一方で、電線試料の場合は高温に加熱された被覆が熱分解することで気相に燃料が供給されて、同様に周囲の酸化剤と混合して燃焼する。これらの火炎を燃焼学的に分類すると、軸対称の噴流層流拡散火炎と特徴づけることができる。すなわち、ライターやバーナーに形成される拡散火炎と等価なものと考えることができる。ただし、バーナー上に定在する火炎では、観察者が自由に燃料供給量を調節することができるため燃焼に寄与する燃料量は既知量である。一方、燃え拡がりの場合は燃え拡がり速度が固体表面から気化する燃料量を定めるが、そのときに形成される火炎長さが固体表面への入熱量を決定するため、火炎長さも燃料供給量に影響することになる。そのため、燃え拡がりにおいて火炎長さと燃料供給量は複雑なフィードバックシステムになっており、それらを同時に予測することは容易ではない。そこで本研究では、定常的な燃え拡がり現象を観察可能な下方火炎伝播試験を実施し、そのときの燃え拡がり速度と可視火炎長さの同時計測を行った。そして、実験で計測された燃え拡がり速度に基づき気相に供給される燃料量を推算し、計測した燃え拡がり速度を用いて火炎長さが予測可能であるか検討を行った。

1.2.1 項で論じたように、バーナー上に形成される噴流拡散火炎の形状予測理論はいくつか存在する。様々な文献を調査した結果、Roper の理論解析[75]が本研究で対象とする系に適用できる実現性が高かった。そこで本研究では Roper モデルによって燃え拡がり火炎の火炎長さを予測することの妥当性を検証した。

### 3.2. 燃え拡がり火炎に対する Roper モデルの適用

まず、燃え拡がり火炎の火炎長さを Roper モデルから算出可能にするためにモデルに若干の修正を加えた。Roper[75]は Burke-Schuman 理論[73]を修正することで、軸対称の噴流拡散火炎の長さについて次式を提案した。

$$L_f = \frac{\dot{Q}_0}{4\pi D_\infty} \frac{1}{\ln(1 + 1/S)} \left(\frac{T_\infty}{T_f}\right)^{0.67} \quad (3.1)$$

ここで、 $L_f$ は火炎長さ、 $\dot{Q}_0$ はバーナーから噴出される燃料の体積流量、 $D_\infty$ は周囲環境温度における物質拡散率、 $S$ はモル比に基づく酸化剤と燃料の化学量論比、 $T_\infty$ は周囲環境温度、 $T_f$ は火炎温度である。なお、Annamalai ら[74]の解析で Burke-Schuman 理論において外側の壁の位置を無限大とした場合に式(3.1)と同様の火炎長さの式が導出されている。ただし Roper は直交座標系、Annamalai らは軸対称座標系の支配方程式を用いて解析を行っていることに留意する。式(3.1)の周囲環境温度と火炎温度の比は、気体の熱膨張と物質拡散率の温度依存性を考慮した際に現れる係数である。Roper モデルでは物質拡散率の温度依存性について次式で表される経験式を用いている。

$$D = D_{\infty} \left( \frac{T_f}{T_{\infty}} \right)^{1.67} \quad (3.2)$$

式(3.2)による予測が Chapman-Enskog 理論とよく一致することは確認している (Figure A.2 参照). 式(3.1)を見ると  $L_f$  が周囲の流れ場に依存しないことがわかる. これは軸対称の系に限定して現れる重要な特徴である. 周囲流速が変化したときに燃料と酸化剤の滞留時間と半径方向への濃度勾配が変化するが, 軸対称の系の場合それらがちょうど燃料と酸化剤の混合過程に対して打ち消し合いをするために起こることが理論的に示されている. 次に式(3.1)を燃え拡がり火炎に適用するために各係数の算出方法を考える.

**$\dot{Q}_0$  について:** 単位時間あたりに消費される被覆材料の質量を表す質量損失速度  $\dot{m}_F$  と熱分解ガスの密度  $\rho_{F,\infty}$  から被覆表面から噴出する熱分解ガスの体積流量を次式のように定義した.

$$\dot{Q}_0 = \frac{\dot{m}_F}{\rho_{F,\infty}} \quad (3.3)$$

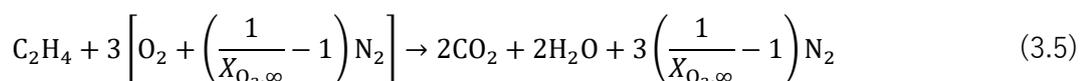
このとき密度に関しては, 式(3.1)の温度比の係数を残すために周囲環境温度で評価することにした. そして被覆材料が LDPE であるため, 熱分解ガスの組成式には  $C_2H_4$  を仮定した. また,  $\dot{m}_F$  に関しては被覆の変形などは考慮せずに単位時間あたりに被覆上を火炎が進行したときにその領域の被覆がすべて気化し完全燃焼すると仮定して次式から算出した.

$$\dot{m}_F = \rho_s A_s V_f \quad (3.4)$$

ここで,  $\rho_s$  は被覆材料の密度,  $A_s$  は被覆断面積,  $V_f$  は燃え拡がり速度である. このことから  $\dot{Q}_0$  は  $V_f$  が決まれば算出可能である. なお, このモデルは被覆材料が完全燃焼する場合のみで有効となる. そのため, 燃え拡がり過程で被覆材料が燃え残る条件や炭化してしまう材料では  $\dot{m}_F$  の修正が必要になることを記しておく.

**$D_{\infty}$  について:** 物質拡散率については, Roper の研究に従い酸化剤中における酸素分子の物質拡散率を用いることにした. 物質拡散率は Chapman-Enskog 理論に基づき算出した (付録 A).

**$S$  について:** 本研究は LDPE が被覆された試料を対象とした. そのため熱分解ガスの燃焼反応について次式の総括反応を定義した.



$X_{O_2,\infty}$  は酸化剤中の酸素濃度である. ここで, モル数に基づく酸化剤と燃料の化学量論比を考えると次式を得る.

$$S = \frac{3}{X_{O_2, \infty}} \quad (3.6)$$

以上より $S$ は酸化剤中の酸素濃度が決まれば算出可能である。

**$T_f$ について：** Roper はバーナー上の全領域が一様な火炎温度 $T_f$ を有すると仮定して式(3.1)を導出した。ただし、 $T_f$ に断熱火炎温度を代入すると実験値と理論値に乖離が生じることが報告されており $T_f$ には火炎長さの実測値と理論値を一致させるための実験定数が導入されることが多い[80,81,83]。ちなみに Roper の研究[75,76]では計測した火炎長さから火炎温度を逆算しており $T_f = 1500$  K と定義している。本研究では火炎に包まれる被覆の表面温度が一定の熱分解温度 $T_p$ を有すると仮定し、火炎面と被覆表面の間に温度境界層の膜温度の考えを適用して次式の温度を用いて密度および物質拡散率の温度依存性を評価することにした。

$$T_{\text{eff}} = T_p + 0.5(T_f - T_p) \quad (3.7)$$

このとき $T_f$ は化学平衡計算によって算出される断熱火炎温度の値を用いた（付録 B 参照）。

上記の議論を基に式(3.1)を変形すると次式を得る。

$$L_f = \frac{\dot{m}_F(T_\infty/T_{\text{eff}})^{0.67}}{4\pi\rho_{F,\infty}D_\infty \ln(1 + 1/S)} = \frac{\rho_s A_s V_f(T_\infty/T_{\text{eff}})^{0.67}}{4\pi\rho_{F,\infty}D_\infty \ln(1 + X_{O_2,\infty}/3)} \quad (3.8)$$

このとき、式(3.8)において未知数は $V_f$ だけであり、その他の係数は試料形状、被覆の物性値、そして実験条件から決定することが可能である。

### 3.3. 燃え拡がり火炎の可視火炎長さとモデルの比較

#### 3.3.1. 試料形状と心線材質の影響

まず、火炎長さに対する質量損失速度の影響に限定した議論を行うために、周囲環境条件を雰囲気酸素濃度 21vol.%、周囲流速 10 cm/s に固定して、試料形状と心線材料のみを変数とした実験を行った。心線材料には銅線とニクロム線を使用した。試料の外径と心線径から被覆断面積を求め、計測した燃え拡がり速度を式(3.4)に代入して $\dot{m}_F$ を算出した。

火炎長さと質量損失速度の関係を Figure 3.2 に示す。図からわかるように、質量損失速度に対して火炎長さは線形の応答性を示すことが明らかになった。これは式(3.8)と定性的に一致する結果である。このことから、燃え拡がり火炎の火炎長さは質量損失速度には依存するが、試料直径や心線材質には依存しないことが明らかになった。これはバーナー上に定在する火炎において、火炎長さがバーナーの直径には依存せずに燃料の体積流量に支配されるというよく知られた結果に対応す

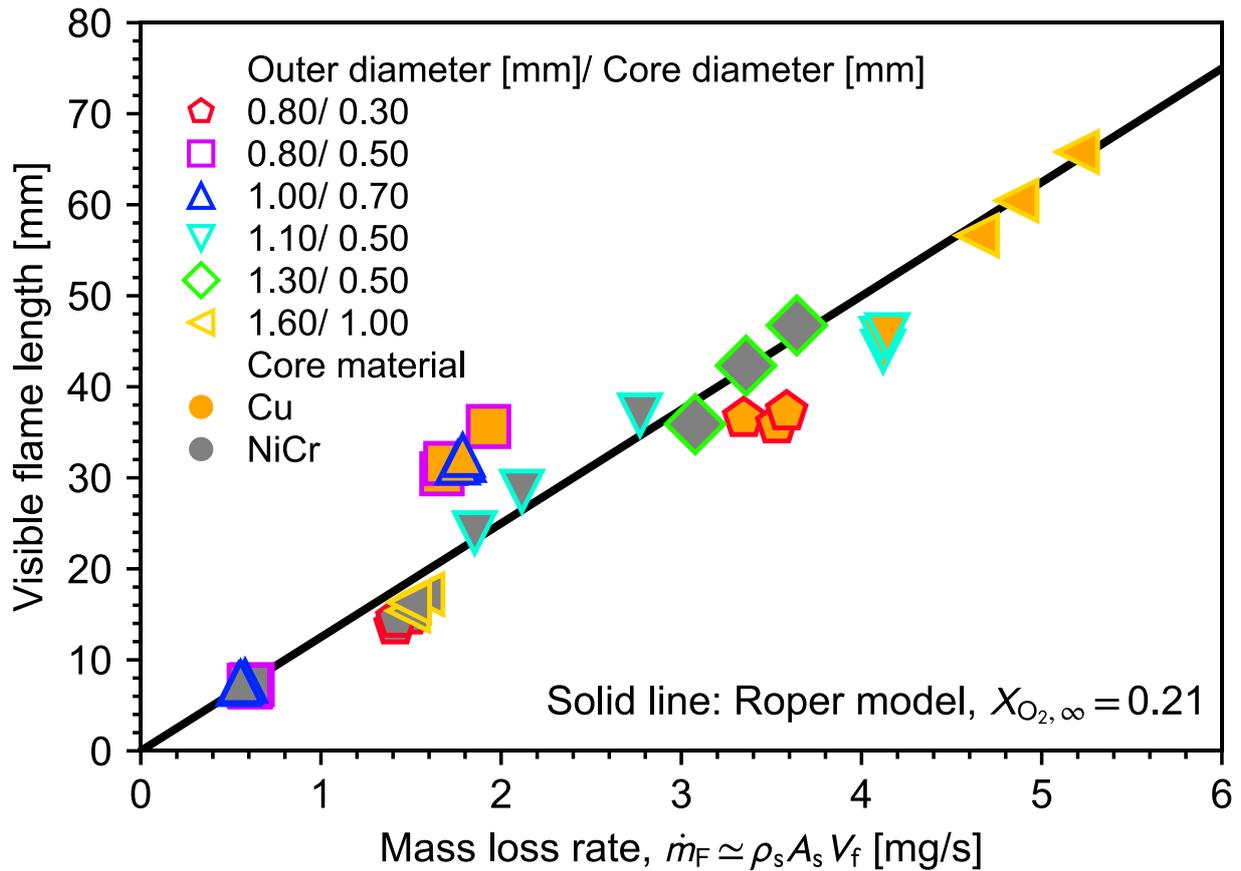


Figure 3.2 Effect of the mass loss rate on the visible flame length under a fixed surrounding condition. Oxygen concentration is fixed at 21vol.% and forced flow velocity is fixed at 10 cm/s. A solid line indicates the prediction with Eq. (3.8).

る。また Figure 3.2 には式(3.8)の計算結果を黒の実線で示している。図からわかるように式(3.8)を用いることで燃え拡がり速度を基に可視火炎の長さを概ね精度良く予測できることが明らかになった。

しかし Figure 3.2 を注意深く確認すると、銅線試料の 0.80/ 0.50 と 1.00/ 0.70 の実験値が他の試料と比較して理論値（黒の実線）よりも大きな値を示していることがわかる。定常燃え拡がり時の火炎の様子を観察した結果これら二つの試料上を燃え拡がる火炎は、他のものと比較してすすの生成が顕著であり火炎に占める輝炎の領域が他と比べて卓越していることが明らかになった。これは、先述した二つの試料の燃焼性が他の試料よりも高いためであると考えられる。ここで、Roperモデルは燃料と酸化剤が化学量論比になる位置を火炎長さとして定義していることに注意する必要がある。そのため、輝炎の存在が顕著になる火炎では化学量論比の位置が不明瞭となり、計測された可視火炎の長さは化学量論比に基づく火炎長さに対応しなくなることが考えられる[168]。輝炎が存在することにより、噴流拡散火炎の数値解析や理論解析の結果が実験と一致しなくなることは多くの先行研究で報告されており[169–171]、Sunderland らは輝炎を含む可視火炎を利用して火炎長さを定義すると、化学量論比に基づく火炎長さから 10-60%程長く見積もることを指摘している[172]。そのため先述した二つの試料については、完全燃焼されなかった熱分解ガスがすすになり、それが化学量論比の位置よりも下流側で輝炎として観察されたことにより、理論値よりも実験値が

大きな値を示したと考えることができる。火炎長さに対するすすの影響については 3.3.2 項でより詳細な検討を行う。

一方、銅線試料の 0.80/ 0.30 と 1.10/ 0.50 は他の試料と比較して、実験値が理論値よりも小さな値を示していることがわかる。同様に燃え拡がりの様子を観察した結果、二つの試料では溶融した被覆材料が未燃部を伝って流れ落ちることが他の試料よりも顕著であることが確認された。これは、他の試料と比べて二つの試料の被覆材の厚みが心線径に対して厚いため溶融後の滴下現象が顕著に現れたと考えられる。そのため、式(3.4)で定義した $\dot{m}_F$ のうち燃焼に寄与する有効な $\dot{m}_F$ が減少してしまうことで可視火炎の長さが理論値よりも小さな値を示したと考えられる。

以上のことから、理論では考慮されていない化学反応の影響や被覆材料の溶融現象などが火炎長さに対して影響を及ぼすことが明らかになった。実現象を詳細に考えると Roper モデルでは燃え拡がり火炎の特徴を再現しきれていない点があることは否めないが、Figure 3.2 に示すように心線材料や試料形状の違いによって $\dot{m}_F$ が変化する場合には、式(3.8)を用いて燃え拡がり火炎の火炎長さを概ね精度よく予測可能であることが明らかになった。

### 3.3.2. 周囲流速と酸素濃度の影響

ここでは、燃え拡がり火炎の火炎長さに対する周囲環境条件の影響について着目する。実験試料には本論文で標準試料として扱う、外径 0.80 mm 心線径 0.50 mm の銅線とニクロム線試料を用いた。周囲流速と雰囲気酸素濃度を変数として定常燃え拡がり時の可視火炎の長さを計測した。まず前項と同様に火炎長さを質量損失速度の関数として整理した結果を Figure 3.3 に示す。図中の黒の実線は、1次関数を用いた最小二乗法の結果を示している。興味深いことに周囲環境条件を変化させた場合であっても、燃え拡がり火炎の可視火炎長さは質量損失速度に対して線形の応答性を示すことが明らかになった。先に紹介したように、式(3.8)において火炎長さは周囲流速に依存しないことが示されている。このことから、燃え拡がり火炎の火炎長さは燃え拡がり速度には依存するが、周囲流速そのものには依存しないということが実験的に明らかにされた。すなわち、式(3.8)の周囲流速に対する影響は実験結果と定性的に一致していると考えることができる。

次に酸素濃度の影響について考える。式(3.8)を見ると、酸素濃度が上昇すると、 $S$ が小さくなり、さらに $T_F$ が高くなることによって $L_F$ は小さくなることがわかる。しかしながら、酸素濃度が変化すると燃え拡がり速度も同時に変化する。そのため Figure 3.3 から酸素濃度影響を議論することは難しい。そこで各実験条件とそのとき計測された燃え拡がり速度の値を式(3.8)に代入して、それぞれの可視火炎の長さに対応する火炎長さの理論値を算出した。そして両者の比較を行うことで酸素濃度の影響について議論を行うことにする。

Figure 3.4 に式(3.8)から求まる火炎長さの理論値と可視火炎長さの関係を示す。図中の黒の実線は理論値と実験値が一致する点を表す。解析の結果、酸素濃度が 17~19vol.%の範囲では理論値と実験値はよく一致することが明らかになった。しかしながら、酸素濃度が 19vol.%を上回ると実験値が理論値よりも大きな値を示し、一方で酸素濃度が 17vol.%を下回ると実験値が理論値よりも小さな値を示すことが明らかになった。ここで、実際の燃え拡がり火炎の様子を観察して議論を行うために、銅線試料上を燃え拡がる火炎の直接画像を Figure 3.5 に示す。周囲流速はすべて 10 cm/s で、酸素濃度は左から 17, 19, 21, 23vol.%である。また図中の緑色の線が式(3.8)から求まる火炎

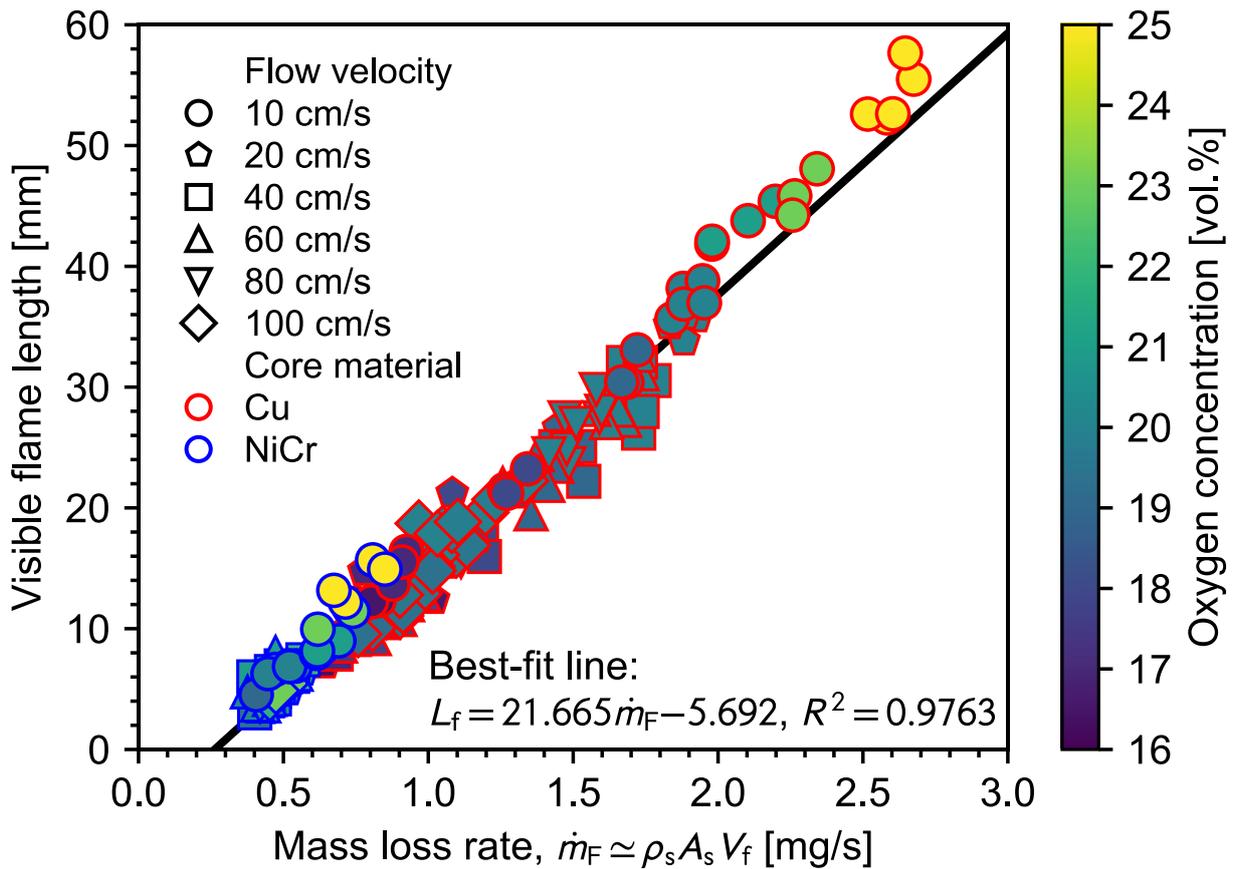


Figure 3.3 Visible flame length as a function of the mass loss rate. Shape of each marker denotes flow velocity. Face and edge colors of each marker represent oxygen concentration and core material, respectively. A solid line indicates the best-fit straight line determined by the least-square method.

長さの理論値に対応する。

まず、高酸素濃度側での実験値と理論値の乖離について検討する。Figure 3.5を確認すると、酸素濃度が高くなるにつれて、燃え拡がり火炎の輝炎領域が卓越してゆくことがわかる。そのため、高酸素濃度側での実験値と理論値の乖離は、前述したすす生成による輝炎領域の顕在化が原因であると考えることができる。Figure 3.5から明らかなように、酸素濃度 21vol.%以上の可視火炎長さは燃料と酸化剤の化学量論比の位置と定義することはできない。この場合、可視火炎長さは火炎中で生成されたすすの放射強度が弱くなる低温の位置、もしくはすすが完全に酸化される位置と特徴づけられる。火炎中のすす生成に対する酸素濃度の影響については多くの研究がなされており、「酸素濃度が上昇すると表面成長に寄与する水素引き抜き反応が促進されてすす生成と成長が促進される」とことと「酸素濃度が上昇することですすやその前駆体の酸化反応が促進されてすすの成長と生成が抑制される」という二つの効果が競合することが知られている。これらの競合により火炎内のすすの生成量は酸素濃度の増加に対して非単調な傾向を示すことが Wang ら[173]の噴流乱流拡散火炎を対象とした研究や Contreras ら[61]の噴流層流拡散火炎を対象とした研究で報告されている。本実験の酸素濃度の範囲では、酸素濃度の上昇に対してすすの生成量が単調増加したと Figure

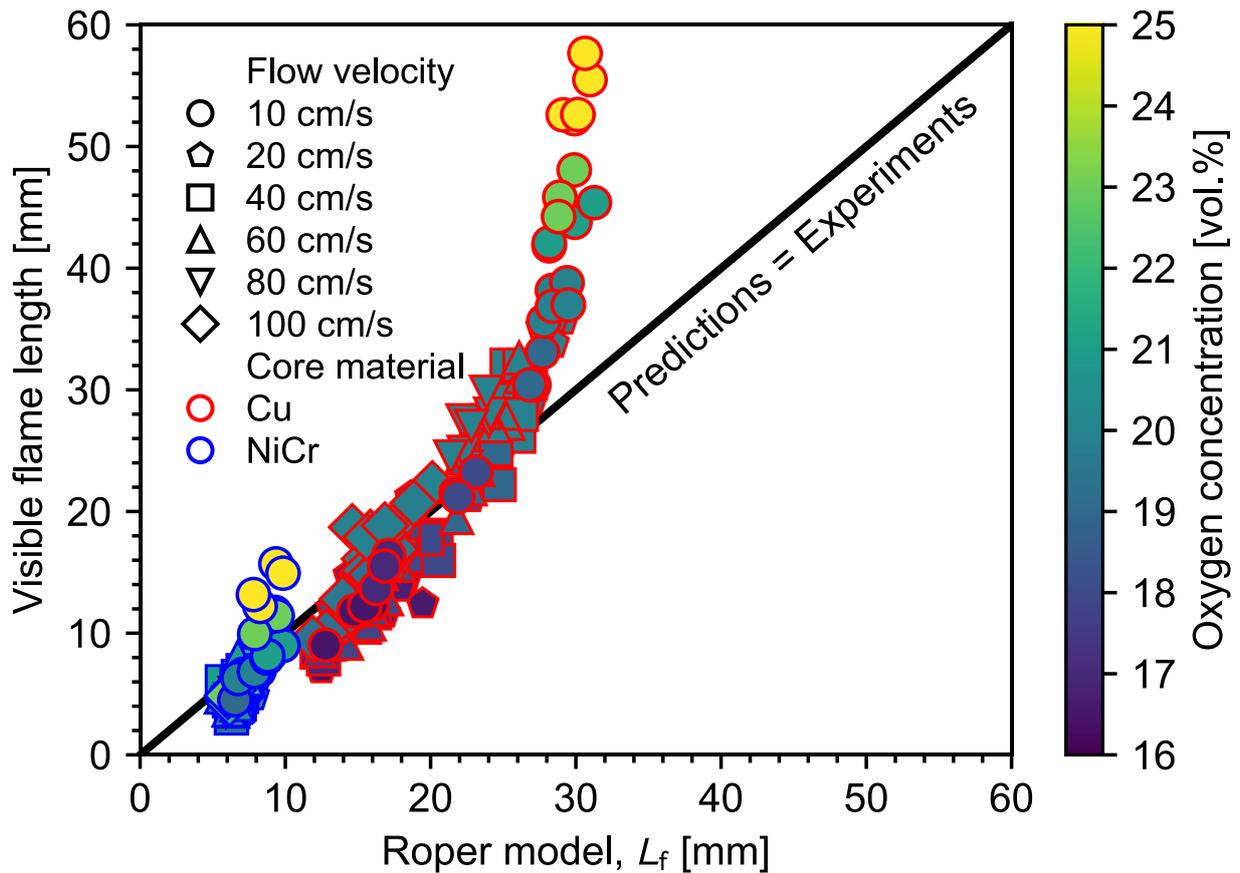


Figure 3.4 Correlation between visible flame lengths and Roper model's predictions. Shape of each marker denotes flow velocity. Face and edge colors of each marker represent oxygen concentration and core material, respectively. The location of a solid line corresponds to the matching point between theory and experiment.

3.5 から定性的な傾向を確認することができる。これは燃え拡がりの場合は上記の二つの効果に加えて、酸素濃度の上昇に伴う火炎温度の上昇により燃え拡がり速度が大きくなり、単位時間あたりに気相に噴出される燃料量が増加したためであると考えることができる。ここで再度 Figure 3.3 を見ると、上記のような複雑な酸素濃度影響が背景にあるにもかかわらず、可視火炎長さと質量損失速度が線形の関係性を示したことは注目に値する。これと等価な結果が 1980 年の Schug ら[174] の軸対称のバーナー上に形成される噴流拡散火炎を対象とした実験的検討によって示されている。Schug らは燃料中の酸化剤や不活性ガスの添加量を変数とした実験を行い、そのときの可視火炎の長さを計測した。その結果、輝炎領域を含めた火炎長さは気体の種類や添加量に依存せず燃料の体積流量に対して線形の関係を示すということが報告されている[174]。しかしながら、その物理的背景は説明されておらず未だ不明のままである。

次に低酸素濃度側における実験値と理論値の差異について考察する。低酸素濃度条件で可視火炎が理論値よりも短くなった原因は、化学反応速度の低下によって火炎温度が低下し火炎から固体表面への熱損失の影響が顕著になったためであると考えられる。ここで、本章の冒頭に示した Figure 3.1 のろうそく火炎と電線被覆上の火炎の下流端に着目すると、前者では火炎下流端が閉じた形状になっている一方で、後者は心線近傍で火炎が暗くなり開いた形状となっていることがわかる。

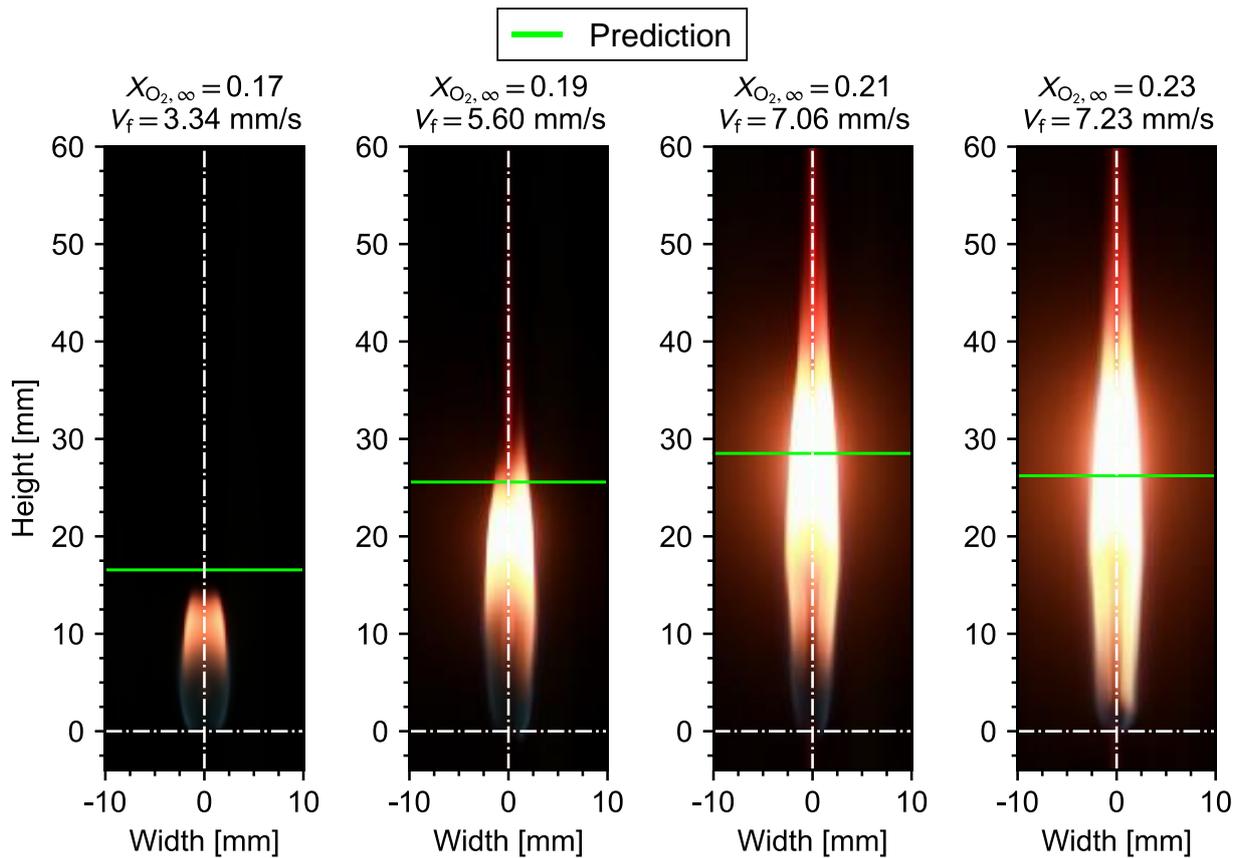


Figure 3.5 Comparison between visual flame size and Roper model prediction. Green line corresponds to the prediction. Wire sample is LDPE insulated Cu wire. Ambient flow velocity is 10 cm/s. From the left  $X_{O_2, \infty} = 0.17, 0.19, 0.21, 0.23$ , respectively. All images are processed by frame averaging of the recorded video.

Figure 3.1(c)のニクロム線を見ると顕著であるが、火炎下流端付近で心線が赤熱していることから、火炎から心線の方向に熱損失が生じていると考えることができる。このことから、低酸素濃度条件では火炎下流端で心線への熱損失が顕著になり、下流側の火炎が局所的に消炎することで可視火炎が理論値よりも短くなったと考えられる。

ここで Figure 3.4 を確認すると低酸素濃度側における理論値と実験値の差は最大で 5 mm 程度であり、高酸素濃度側の理論値と実験値の乖離と比較するとその差は小さいと言える。したがって、酸素濃度が高くすすの生成が顕著となる条件では Roper のモデルを適用する際に注意が必要となるが、それ以外の条件では式(3.8)に燃え拡がり速度を代入することで燃え拡がり火炎の火炎長さを比較的精度良く予測可能であるといえる。

### 3.4. 本章のまとめ

本章で得られた成果をまとめると下記のようなになる。

- 電線被覆上の燃え拡がり火炎の可視火炎の長さは質量損失速度に対して線形の関係を持つ。これは、試料形状や、心線材質、雰囲気酸素濃度、そして周囲流速が変化したときであっても同様である。
- 燃え拡がり火炎の可視火炎の長さは質量損失速度には依存するが本実験条件の範囲では、試料直径、心線材質、そして周囲流速には依存しないことが明らかになった。これは Roper 理論と定性的に一致する結果である。
- 酸素濃度 21vol.%、周囲流速 10 cm/s の条件において、燃え拡がり火炎の可視火炎の長さに対する試料形状や心線材質の影響は、Roper の式を用いて概ね精度よく予測することができる。ただし、すすの生成や溶融滴下性が顕著となる試料の場合には誤差が大きくなるため注意する必要がある。
- 高酸素濃度条件では、すすの生成が顕著になり Roper の式から予測される火炎長さの理論値は実験値よりも小さくなる。これは理論では化学量論比に基づき火炎長さを定義している一方で、実験は可視火炎領域を火炎長さとして定義していることが原因である。
- 低酸素濃度条件では、火炎温度の低下により燃え拡がり火炎下流部での心線への熱損失の影響が顕著となることが示唆される。その結果、下流側の火炎が局所的に消滅して可視火炎の長さが理論値よりも短くなる可能性がある。
- すすの生成が顕著となり輝炎が火炎の大部分を占める条件を除き、Roper の式に燃え拡がり速度を代入することで燃え拡がり火炎の火炎長さを概ね精度よく予測することが可能である。

今後の課題として、すすの生成が顕著になる高酸素濃度条件での可視火炎長さの推定方法を別途検討する必要がある。例えば、Roper モデルによって与えられる化学量論比に基づく火炎長さとして輝炎を含めた火炎長さの関係性を結びつける補正式の構築などが考えられる。輝炎の存在が卓越する条件では火炎から固体表面への熱伝導に加えて、輝炎からの輻射熱輸送も燃え拡がりを支配する重要な伝熱経路となる。そのため火炎が十分に発達したときの燃え拡がり現象のモデル化を進める際には重要な課題となる。噴流拡散火炎のすすの生成や smoke point に関するモデリングは燃焼学の領域で未だ発展途上であり、実験的検討と数値的検討を中心に現在も盛んに進められている。本プロジェクトの共同研究先であるフランスのチームでは、電線被覆の燃え拡がり火炎におけるすす粒子の光学計測と数値解析が並行して進められており、火炎形状や気相の輻射熱輸送に対するすすの影響に着目した研究成果が多数報告されている[175–181]。今後、当チームとの共同研究を推進し火炎形状予測モデルの適用範囲の拡大を目指す。

## 4. 固相内の軸方向熱伝導による消炎機構

1.2.4 項で記したように電線被覆の難燃特性を調査することを目的として、燃え拡がりを維持できる酸素濃度の最小値を示す限界酸素濃度 (LOC) に着目した実験的検討が多くの研究者らになされてきた。Takahashi ら[160]と Yoshioka ら[162]は、微小重力場の低流速条件と地上場の水平燃え拡がりにおいて LOC を調査した。その結果、熱伝導率の大きな心線材料が被覆材料の LOC を上昇させて、被覆材料そのものの燃焼性を抑制させることを実験的に明らかにした。しかしながら、定常的な燃え拡がりに着目した先行研究では、熱伝導率の大きな心線材料は燃え拡がり速度を大きくして被覆の燃焼性を向上させることが多くの論文で報告されている[141,143,145,154,155,182]。このことから、定常的な燃え拡がりや消炎現象に対する心線を通した熱伝導の役割が変化することが示唆される。しかしながら、本現象に着目した数値解析や理論解析は未だ行われておらず、特に熱伝導率の大きな心線材質が燃え拡がり火炎を消炎に至らせやすくするメカニズムは未だ不明である。そこで、本研究では電線被覆上を燃え拡がる火炎の消炎機構を解明することを目的として、心線を通した軸方向熱伝導に着目した理論解析を行った。それに加えてモデルの妥当性を検討するために熱電対を用いた心線温度分布の計測を実施した。本章には、これらの研究を通じて明らかになった固相内の熱伝導の影響が顕著になる燃え拡がり現象特有の熱損失機構と消炎現象の関係について論じる。

### 4.1. 燃え拡がり過程における未燃領域からの熱損失のモデル化

固体表面上を燃え拡がりが維持できるかどうかは、燃え拡がり火炎よりも上流側に存在する未燃固体の温度状態に支配される。そこで本解析では、電線被覆の燃え拡がりで重要な役割を果たす心線を通した軸方向熱伝導によって、系全体のエネルギーバランスがどのように変化するか理論的に明らかにすることを目的とする。

#### 4.1.1. 未燃領域における心線と被覆の結合エネルギー保存式

本解析で対象とする電線被覆上の対向流燃え拡がり火炎の概念図を Figure 4.1 に示す。前述したように本章では燃え拡がり火炎上流側の未燃領域のみを対象にする。ここで定義する未燃領域は、火炎からの熱伝導によって特徴づけられる予熱領域よりも上流側のことを示す。すなわち、未燃領域の被覆材料は周囲環境温度の気体に晒されている。ここで、解析の単純化を図り下記の仮定をモデルに導入する。

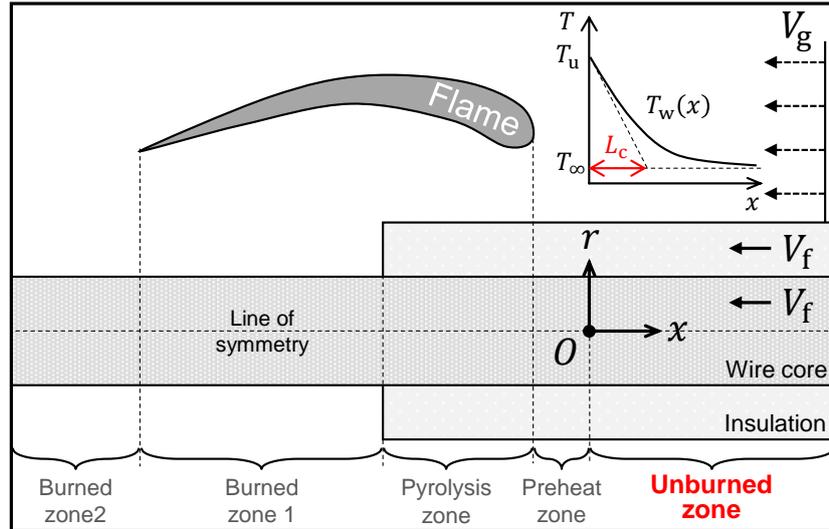


Figure 4.1 Conceptual description of opposed flame spread over an electrical wire.

- I. 燃え拡がりは定常である.
- II. 火炎と試料の形状は軸対称である.
- III. 座標系は予熱領域上流端の心線の中心位置を原点として、燃え拡がり火炎に対して相対的な座標系を考える.
- IV. 流れ場は一様流として、試料表面での境界層の影響は無視する.
- V. 電線は十分に長く、無限遠方では周囲環境温度に達しているものとする.
- VI. 心線と被覆は完全に接触しているものとして、接触熱抵抗は考慮しない.
- VII. 被覆と心線は十分に薄く半径方向への温度勾配は無視できるものとして、それぞれ軸方向への一次元的な取り扱いができるものとする.
- VIII. 被覆材料の熱伝導率は心線材料のものと比較して十分小さいため、被覆に関しては軸方向の熱伝導も無視できるものとする.
- IX. 心線と被覆の物性値は定数とする.

以上の仮定を基に、未燃領域の心線と被覆についてエネルギー保存式を次式のように定義した.

$$\rho_c c_{p,c} A_c (-V_f) \frac{dT_c}{dx} = A_c \lambda_c \frac{d^2 T_c}{dx^2} - P_c \dot{q}_{cs}''(x) \quad (4.1)$$

$$\rho_s c_{p,s} A_s (-V_f) \frac{dT_s}{dx} = P_c \dot{q}_{cs}''(x) - P_s h_{T,u} (T_s - T_\infty) \quad (4.2)$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $c_p$ は比熱、 $A$ は断面積、 $V_f$ は燃え拡がり速度、 $T$ は温度、 $\lambda$ は熱伝導率、 $P$ は外周

長さ,  $\dot{q}_{cs}''$  は心線から被覆への熱流束項,  $h_{T,u}$  は被覆表面の熱伝達率である. また, 下付き文字  $c$  は心線,  $s$  は被覆,  $\infty$  は周囲環境条件を示す. このとき  $h_{T,u}$  に関しては被覆表面からの輻射熱損失の影響も加味するために以下のように定義した.

$$h_{T,u} = \frac{Nu\lambda_g}{2r_s} + 4\varepsilon_s\sigma T_\infty^3 \quad (4.3)$$

このとき, 下付き文字  $g$  は気相を表す. また,  $Nu$  は Nusselt 数,  $r$  は半径,  $\varepsilon$  は放射率,  $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数である.  $Nu$  は軸方向流れを受ける細線の経験式[183]を用い次式より計算した.

$$Nu = 0.32 + 0.155Re_{r_s}^{0.50}, \quad Re_{r_s} = \frac{2r_s V_g}{\nu_g} \quad (4.4)$$

$Re$  は Reynolds 数,  $V_g$  は対向流速,  $\nu$  は動粘性係数である.

Figure 4.1 に示す未燃領域での伝熱過程を正確に再現するためには, 式(4.1)と式(4.2)の  $T_c$  と  $T_s$  を同時に解く必要がある. しかしながら, 複数の温度の整合条件を取りながら微分方程式を解析することは容易ではない. そこで解析の単純化を図り, 未燃領域の被覆温度と心線温度が等しくなると仮定して解析を行うことにする. 燃え拡がりの解析において異種材料の温度や固相と気相の温度が等しいと仮定することは, 解析の単純化のためによく使われる手法であることをここに付しておく[184–187]. したがって次式を定義する.

$$T_s = T_c = T_w \quad (4.5)$$

式(4.5)を用いて式(4.1)と式(4.2)を線形結合すると未燃領域におけるエネルギー保存式を次式のように得る.

$$(\rho_c c_{p,c} A_c + \rho_s c_{p,s} A_s)(-V_f) \frac{dT_w}{dx} = A_c \lambda_c \frac{d^2 T_w}{dx^2} - P_s h_{T,u} (T_w - T_\infty) \quad (4.6)$$

このとき式(4.6)は  $T_w$  に関する二階線形同次微分方程式であるため, 境界条件を二つ設定すれば簡単に温度の解析解を得ることができる. 本章では式(4.6)に基づき解析を進めることにする.

#### 4.1.2. 未燃領域の電線の温度分布と有効熱拡散距離

式(4.6)を解くために, 原点と無限遠方に境界条件を次式のように定義した.

$$x = 0: \quad T_w = T_u \quad (4.7)$$

$$x \rightarrow +\infty: \quad T_w = T_\infty \quad (4.8)$$

ここで、 $T_u$ は未燃領域よりも下流側での熱輸送に依存する電線の温度であり本解析では未知数である。後の無次元化により本解析では $T_u$ が不要になることをここに記しておく。式(4.7)と式(4.8)を用いて式(4.6)を解くと $T_w$ について次式を得る。

$$T_w(x) = T_\infty + (T_u - T_\infty) \exp\left(-\frac{x}{L_c}\right) \quad (4.9)$$

ここで $L_c$ は式(4.6)の特性方程式の解であり次式のように表される。

$$L_c = 2 \left[ \frac{V_f}{\alpha_w} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_w}\right)^2 + \frac{4P_s h_{T,u}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1} \quad (4.10)$$

また $\alpha_w$ は未燃領域の電線の有効熱拡散率であり次式のように表される。

$$\alpha_w = \frac{A_c \lambda_c}{\rho_c c_{p,c} A_c + \rho_s c_{p,s} A_s} \quad (4.11)$$

式(4.10)の $L_c$ は長さの次元を有し、未燃領域の温度分布を特徴づける重要な長さスケールである。そのため本研究では $L_c$ を心線内の軸方向熱伝導による有効熱拡散距離と定義する。数学的には式(4.9)の $x = 0$ における接線と $x \rightarrow +\infty$ への漸近線の交点が $L_c$ に対応する (Figure 4.1 参照)。式(4.10)からわかるように、 $L_c$ は $V_f$ が低下すると大きくなり $\lambda_c$ が大きくなった場合も大きくなる。言い換えると、燃え拡がり速度が低下すると上流側に高温領域が拡大し、それは心線の熱伝導率が大きいときに顕著になる。このとき、心線を通した軸方向熱伝導によって上流方向に高温領域が拡大したときに、どれだけ熱損失が起こるのか、もしくは有効に未燃被覆を加熱できるのか評価できるようにしておくことは重要である。次項ではさらに解析を進めて、心線を通した軸方向熱伝導が原因となる熱損失の支配機構を簡単に議論するための数式を導出する。

### 4.1.3. 未燃領域からの熱損失機構

温度の解析解を式(4.9)のように得ることができたので、式(4.6)のエネルギー保存式に代入して $x = 0$ から $x \rightarrow +\infty$ まで積分すると未燃領域における巨視的なエネルギー保存式を次式のように得る。

$$\dot{Q}_{\text{cond,u}} = \dot{Q}_{\text{enth,u}} + \dot{Q}_{\text{loss,u}} \quad (4.12)$$

このとき、 $\dot{Q}_{\text{cond,u}}$ は心線を通した上流方向への熱伝導項、 $\dot{Q}_{\text{enth,u}}$ は未燃領域における心線と被覆の顕熱項、 $\dot{Q}_{\text{loss,u}}$ は未燃領域における被覆表面からの熱損失項であり、それぞれ次式で表される。

$$\dot{Q}_{\text{cond,u}} = \frac{A_c \lambda_c (T_u - T_\infty)}{L_c} \quad (4.13)$$

$$\dot{Q}_{\text{enth,u}} = (\rho_c c_{p,c} A_c + \rho_s c_{p,s} A_s) V_f (T_u - T_\infty) \quad (4.14)$$

$$\dot{Q}_{\text{loss,u}} = P_s h_{T,u} L_c (T_u - T_\infty) \quad (4.15)$$

ここで、 $\dot{Q}_{\text{enth,u}}$ と $\dot{Q}_{\text{loss,u}}$ の相対的な重要性を評価するために式(4.12)を $\dot{Q}_{\text{cond,u}}$ で正規化して、無次元エネルギー保存式を次式のように定義する。

$$\phi_{\text{enth}} + \phi_{\text{loss}} = 1 \quad (4.16)$$

このとき、 $\phi_{\text{enth}}$ と $\phi_{\text{loss}}$ は次式のように表される。

$$\phi_{\text{enth}} \equiv \frac{\dot{Q}_{\text{enth,u}}}{\dot{Q}_{\text{cond,u}}} = \frac{V_f L_c}{\alpha_w} (= Pe) \quad (4.17)$$

$$\phi_{\text{loss}} \equiv \frac{\dot{Q}_{\text{loss,u}}}{\dot{Q}_{\text{cond,u}}} = \frac{P_s h_{T,u} L_c^2}{A_c \lambda_c} (= Bi) \quad (4.18)$$

式(4.17)と式(4.18)からわかるように、代数操作によって $T_u$ が消去されたので、未知数として定義された $T_u$ を解析する必要がなくなった。このとき $\phi_{\text{enth}}$ は熱伝導項に対する固相の対流項の比を表しており、系の Péclet 数 ( $Pe$ ) に対応すると考えることができる。一方で $\phi_{\text{loss}}$ は熱伝導項に対する固体表面からの熱損失項の比を表しており、系の Biot 数 ( $Bi$ ) に対応すると考えることができる。

ここで、本問題の固有値である燃え拡がり速度 $V_f$ を無次元化するために $\phi_{\text{enth}} = \phi_{\text{loss}}$ を満たす時の燃え拡がり速度を次式のように導出しておく。

$$V_{f,\text{crit}} \equiv \sqrt{\frac{A_c \lambda_c P_s h_{T,u}}{2(\rho_c c_{p,c} A_c + \rho_s c_{p,s} A_s)^2}} \left( = \sqrt{\frac{P_s h_{T,u} \alpha_w^2}{2 A_c \lambda_c}} \right) \quad (4.19)$$

$V_{f,\text{crit}}$ は試料形状、物性値、周囲環境条件から算出可能な値である。そして $V_{f,\text{crit}}$ を用いて無次元燃え拡がり速度を次式のように定義する。

$$\eta_f \equiv \frac{V_f}{V_{f,\text{crit}}} \quad (4.20)$$

式(4.10)と式(4.16)から式(4.20)を用いて $\eta_f$ と $\phi_{\text{loss}}$ の関係を整理すると最終的に次式を得る。

$$\eta_f = \sqrt{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\phi_{\text{loss}}}} - \sqrt{\phi_{\text{loss}}} \right), \quad 0 \leq \phi_{\text{loss}} \leq 1 \quad (4.21)$$

したがって $\eta_f$ は $\phi_{\text{loss}}$ から一意的に定まる。そのため、式(4.21)に実際の燃え拡がり速度とその時の実験条件を代入すれば、ある任意の条件において未燃領域からどれだけ熱損失が起こるか簡単に評価することができる。

ここで、未燃領域からの熱損失機構について考察するために $\phi_{\text{loss}}$ を $\eta_f$ の関数として表した結果をFigure 4.2に示す。式(4.21)から自明であるが $\eta_f$ が小さくなると $\phi_{\text{loss}}$ が大きくなる。これは、燃え拡がり速度が低下すると心線を通した熱伝導の影響が相対的に大きくなることによって未燃領域の高温範囲が拡大するためである。すなわち、 $V_f$ が小さくなると $L_c$ が大きくなることによって説明される。ここで最も重要なことは、燃え拡がり速度の低下が系からのより大きな熱損失を引き起こし、燃え拡がりをさらに抑制する方向に変化させることにある。すなわち、燃え拡がりにおいて固相内の軸方向熱伝導が無視できない場合、燃え拡がり現象に対して負のフィードバック機構が現れることが明らかになった。これは、1.2.2項で論じた一次元伝播予混合火炎に対する Homogenous heat loss model[86,90]に対応する現象と考えることができる。さらにFigure 4.2の実線はFigure 1.15で示した上部解の安定解の軌跡と等価なものと考えることができる。そのため、電線被覆上の燃え拡がりでは負のフィードバック機構が顕在化することで、燃え拡がり火炎がある有限の燃え拡がり速度で消炎に至ることが示唆される。

次に心線の熱伝導率の影響について考察する。式(4.19)から $V_{f,\text{crit}}$ は $\lambda_c^{1/2}$ に比例することがわかる。すなわち、熱伝導率の大きな試料が熱伝導率の小さな試料のよりも大きな燃え拡がり速度を示した

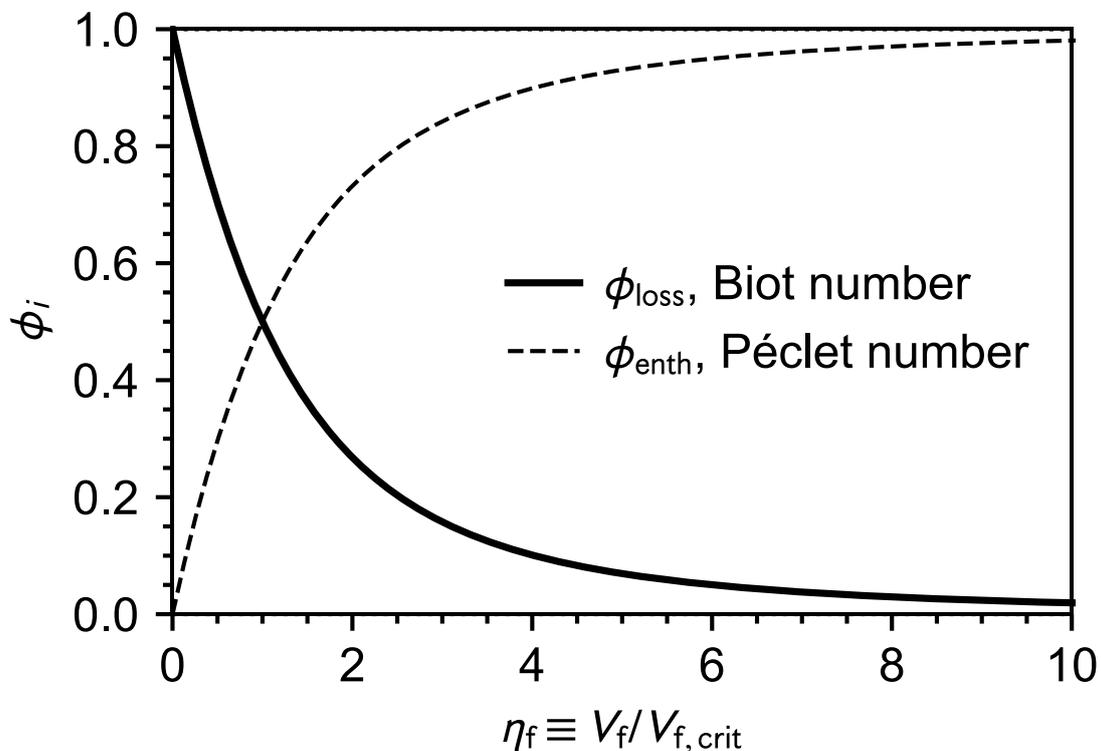


Figure 4.2 Correlation between dimensionless heat loss,  $\phi_{\text{loss}}$  and dimensionless flame spread rate,  $\eta_f$ . Reproduce from Konno et al. (2020).

としても、 $\eta_f$ を比較すると熱伝導率の大きな試料は熱伝導率の小さな試料よりも小さな値を示すことが考えられる。すなわち、系からの熱損失に着目すると熱伝導率の大きな試料の方が燃え拡がり速度が大きかったとしても燃え拡がりを維持するために不利な条件に陥っていることが示唆される。これは Takahashi ら[160]や Yoshioka ら[162]が観察した、熱伝導率の大きな心線材料が被覆材料の LOC を上昇させる実験的事実を定性的に説明する結果である。

## 4.2. 定常燃え拡がり時における心線の温度分布

ここでは、心線温度分布の測定結果を用いて理論解析の妥当性について検討を行う。実験では Takahashi ら[160]や Yoshioka ら[162]の実験で使用された LDPE が被覆された銅線とニクロム線試料に加えて、鉄線試料も使用した。試料の物性値は付録 A に記す。試料形状は外径 0.80 mm、心線径 0.50 mm である。周囲流速を 4~50 cm/s、酸素濃度を 16~25vol.%の範囲で変化させて心線温度の計測を行った。

Figure 4.3 に銅、鉄、ニクロム線の温度分布の結果を示す。周囲環境条件はすべて、酸素濃度 21vol.%、周囲流速 4 cm/s である。 $x = 0$ は燃え拡がり火炎の前縁位置を示し、 $x > 0$ が未燃側である。理論解析で対象とした未燃領域に着目すると心線材料の熱伝導率が大きくなるにつれて、上流側に高温領域が拡大することが確認された。式(4.10)の $L_c$ を見ると $\lambda_c$ と $V_f$ が競合することによって $L_c$ は決まるがこの周囲環境条件では $\lambda_c$ の変化率が $V_f$ の変化率よりも上回った結果、銅、鉄、ニクロ

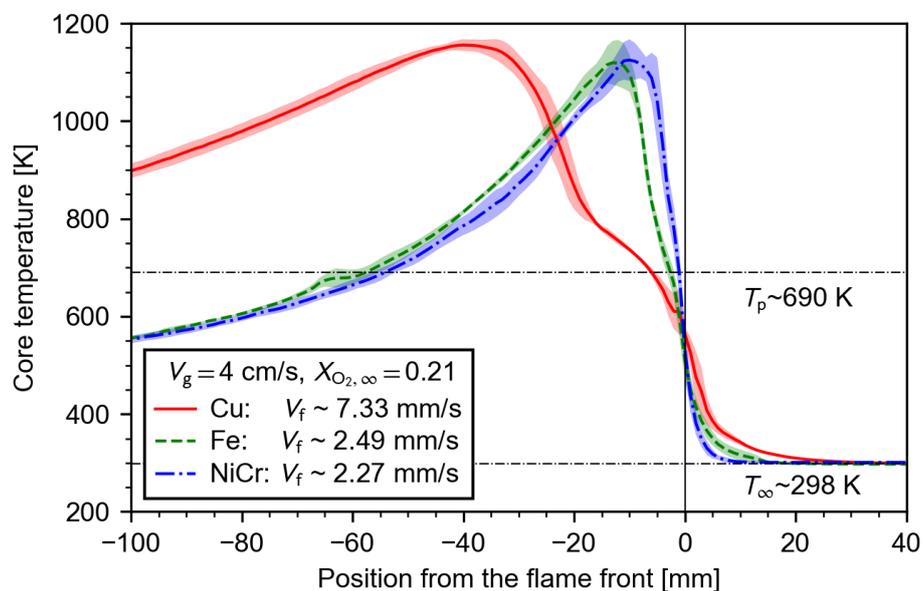


Figure 4.3 Effect of core material on the temperature profile along a wire core at 21vol.%  $O_2$  concentration and 4 cm/s forced flow velocity. Each solid line represents averaged data of three repeated tests. Shaded regions indicate the standard deviation of variations between tests. Horizontal dash-dot lines denote pyrolysis temperature of LDPE and ambient temperature. Flame spread rates written in the legend are averaged value of three repeated tests. Reproduce from Konno et al. (2020).

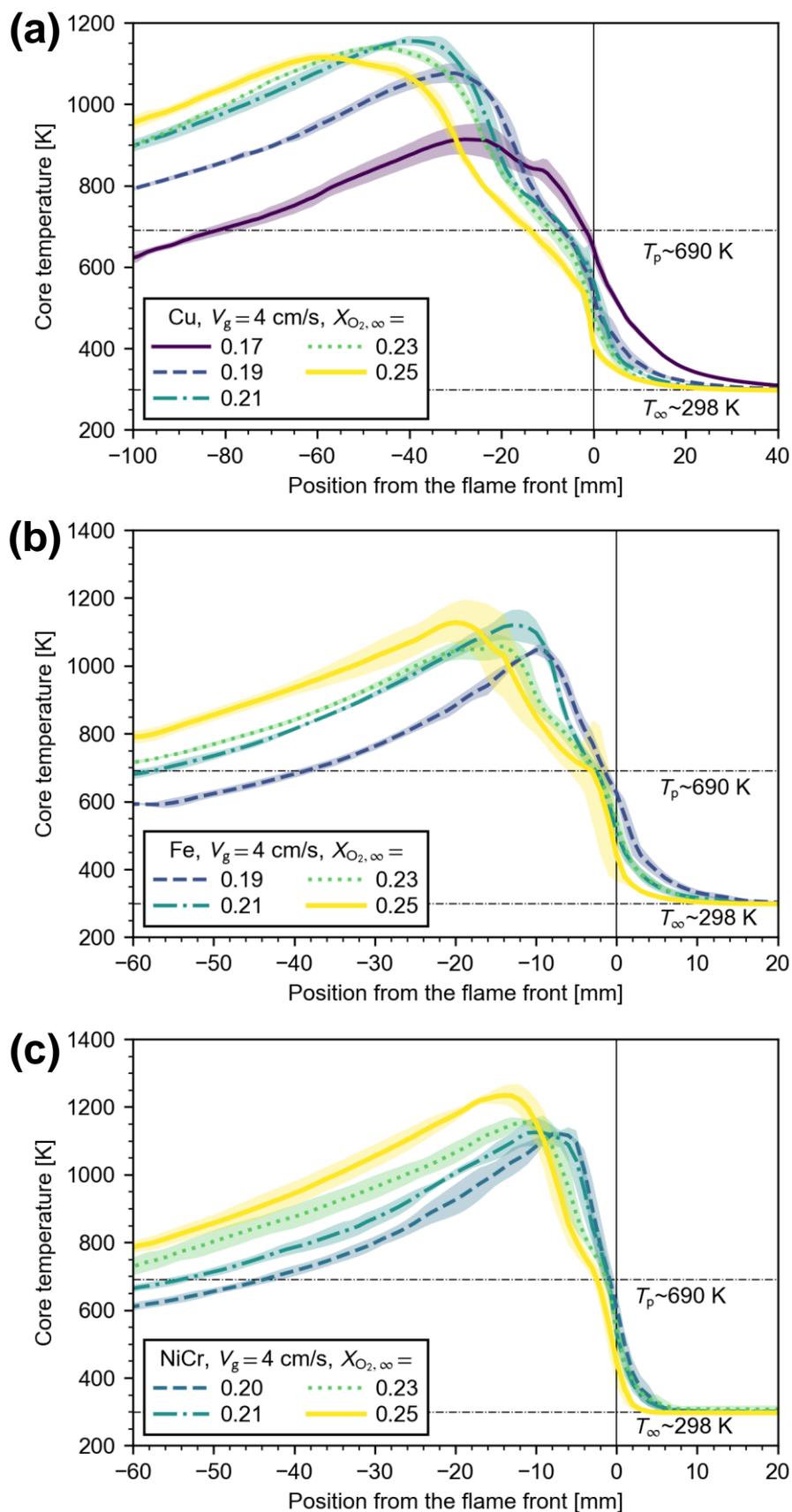


Figure 4.4 Effect of  $O_2$  concentration on temperature profile along (a) Cu, (b) Fe, and (c) NiCr wires. Each solid line represents averaged data of three repeated tests. Shaded regions indicate the standard deviation of variations between tests. Reproduce from Konno et al. (2020).

ムの順に未燃領域の高温部が拡大したと考えることができる。Figure 4.4 に銅、鉄、ニクロム線試料における心線温度分布に対する酸素濃度の影響を示す。周囲流速はすべて 4 cm/s の条件である。すべての実験試料で酸素濃度が低下するにつれて、上流側に高温領域が拡大することが確認された。これは式(4.10)の有効熱拡散距離と燃え拡がり速度の関係と定性的に一致する結果である。酸素濃度が低下すると燃え拡がり速度が低下する。そのため低酸素濃度条件でより上流側に高温領域が拡大したと考えることができる。このことから、未燃領域の温度分布は火炎温度ではなく燃え拡がり速度によって支配されることが明らかになった。

燃え拡がり速度の低下が原因で未燃領域の固体の温度分布が上流方向に拡大することは電線試料以外でも確認されている。Nakamura ら[188]は厚み 4.0 mm の PMMA 平板を用いて、下方燃え拡がり時における PMMA 表面と気相の温度分布の同時計測を行った。その結果、燃え拡がりが消炎限界に近づくにつれて、未燃領域において気相よりも固体表面が先行して温度上昇することを実験的に明らかにした。そして Nakamura らは熱伝導率の小さな固体材料であっても、燃え拡がり速度が低下する消炎近傍条件では、固相内の熱伝導が燃え拡がり現象に対して重要な役割を果たすと指摘している[188]。このことから電線試料の場合、消炎現象に対する固相内の熱伝導が原因となる熱損失の影響はより顕著に現れると考えることができる。

### 4.3. 有効熱拡散距離に基づく理論と実験の比較

4.1 節において一次元のエネルギー保存式を解析することで未燃領域の温度分布が式(4.10)の有効熱拡散距離 $L_c$ によって特徴づけられるというモデルを構築した。ここで Figure 4.3 および Figure 4.4 の心線温度の測定結果を見ると、未燃側 ( $x > 0$ ) に火炎からの熱伝導や輻射熱輸送では到達し得ない上流側まで高温領域が拡大していることが確認できる。そのため、実現象においても未燃領域の温度分布は心線を通した軸方向熱伝導によって支配されることが考えることができる。この仮説が正しければ、未燃領域の温度分布は式(4.9)の解析解によって再現することが可能であり、有効熱拡散距離の実験値と理論値は等しくなるはずである。そこで理論と実験の比較を行うために心線温度分布の実験データを回帰分析して有効熱拡散距離の実験値を算出した。未燃領域の温度の解析解である式(4.9)を参考に回帰関数を次式のように定義した。

$$T_c(x) = T_\infty + C_1 \exp\left(-\frac{x}{C_2}\right) \quad (4.22)$$

このとき、 $C_1$ と $C_2$ は回帰係数である。解析解と比較すると式(4.22)の $C_2$ が式(4.9)の $L_c$ に対応する。そこで、回帰分析から得られる $C_2$ を有効熱拡散距離の実験値と定義した。未燃領域の温度分布を対象に行った回帰解析の代表的な結果を Figure 4.5 に示す。プロットが実験結果で曲線が回帰分析の結果である。凡例に回帰係数と決定係数 ( $R^2$ ) を記している。図を確認すると式(4.22)が未燃領域の心線温度分布をよく再現していることがわかる。このことから、未燃領域の伝熱過程は一次元のエネルギー保存式で再現できることが明らかになった。そして、有効熱拡散距離を燃え拡がり速度の関数として整理した結果を Figure 4.6 にまとめる。プロットが実験結果であり曲線は式(4.10)か

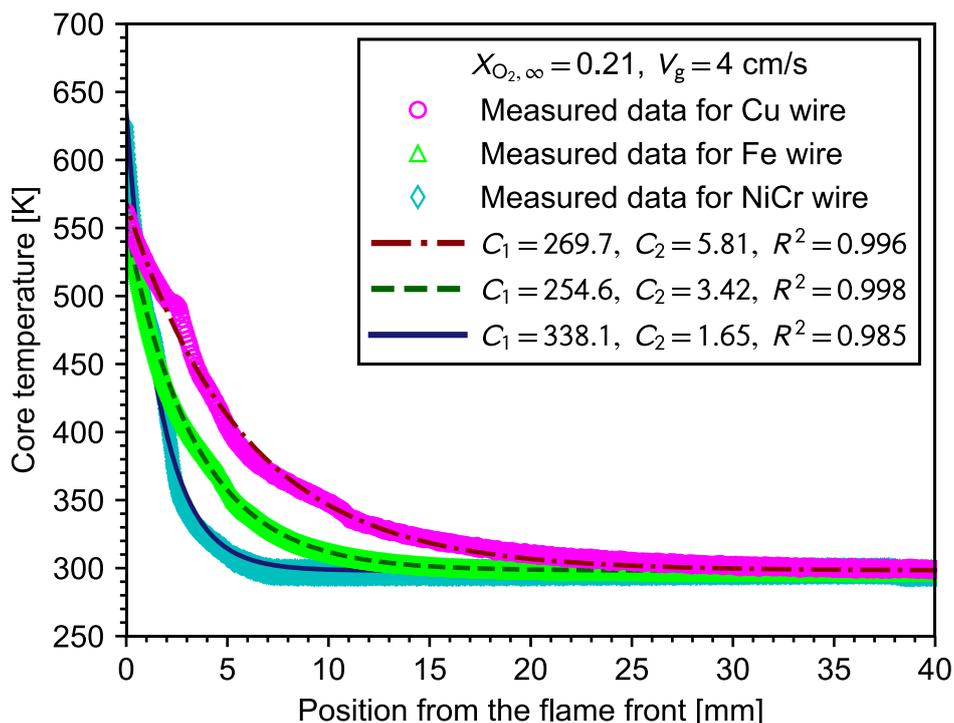


Figure 4.5 Comparison between the fitting curves and the measured temperature profiles for Cu, Fe, and NiCr wires at 21vol.%  $O_2$  concentration and 4 cm/s forced flow velocity. Reproduce from Konno et al. (2020).

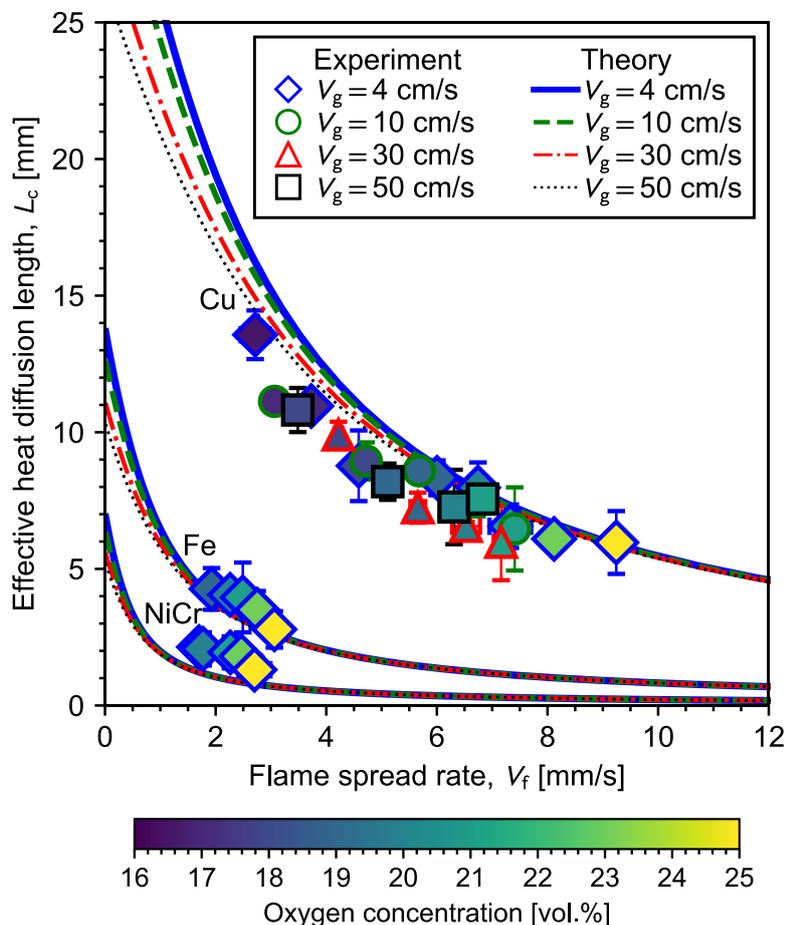


Figure 4.6 The predictions of effective heat diffusion length in unburned zone from theory are compared with the experimental results for Cu, Fe, and NiCr wires. Face and edge colors of each marker represents  $O_2$  concentration and airflow velocity, respectively. Error bars denote the standard deviation of variations between tests. Reproduce from Konno et al. (2020).

ら予測される理論値を示す。Figure 4.6 に示すように、すべての実験条件において有効熱拡散距離の実験値と理論値が概ね精度よく一致していることが確認できる。また、実験値と理論値の傾向から、有効熱拡散距離に対する周囲流速の影響は、燃え拡がり速度の影響と比べて小さいことが確認できる。すなわち、未燃領域の熱輸送は燃え拡がり速度によって支配され、酸素濃度や周囲流速などの周囲環境の影響は燃え拡がり速度の変化を通して現れると考えることができる。

#### 4.4. 燃え拡がり限界に対する心線材質の影響

本章で構築したモデルで燃え拡がり過程における未燃領域の温度状態を再現可能であること確認したので、式(4.20)の無次元燃え拡がり速度 $\eta_f$ を用いて消炎限界に対する心線材質の影響を実際に評価してみる。ここで $\eta_f$ が小さい時に未燃領域からの熱損失が増大して燃え拡がり火炎を消炎に至らせやすくすることを再度確認しておく (Figure 4.2 参照)。

Figure 4.7 に本研究で取得した燃え拡がり速度および $\eta_f$ を酸素濃度の関数として整理した結果を示す。銅線、鉄線、ニクロム線試料の燃え拡がり速度を比較すると、心線の熱伝導率が大きくなるとともに燃え拡がり速度が大きくなっていることがわかる。しかしながら、 $\eta_f$ の値を確認するとニクロム線試料のみが大きな値を示し、銅線と鉄線試料は同じような値を示すことが明らかになった。このことは、銅線と鉄線試料の間では $V_f$ と $V_{f,crit}$ が心線の熱伝導率の変化に対しておおよそ同様な変化率を示すが、ニクロム線試料の熱伝導率まで低下するとその関係性が崩れて $V_f$ が $V_{f,crit}$ ほどには低下しなくなることを意味する。この結果は、1.2.4 項に記した Nakamura ら[143]によって提案された「Flame-driven mode」と「Wire-driven mode」の二つの燃え拡がり形態の存在によって説明することができる。1.2.4 項でまとめたように、熱伝導率の小さな心線材料では固相内の上流方向の熱伝導が小さくなることで、熱伝導率の大きな心線材料と比較して燃え拡がり速度が小さくなることが数々の先行研究によって明らかにされている[141,143,145,154,155,182]。このとき、心線の熱伝導率が小さくなることで「Wire-driven mode」から「Flame-driven mode」の燃え拡がり形態に転じた場合、燃え拡がり現象は火炎からの入熱に支配されるようになるため、燃え拡がり速度に対する心線の熱伝導率への依存性は小さくなると考えることができる。このことによって、ニクロム線試料では熱伝導率の低下による $V_f$ の低下率が $V_{f,crit}$ の低下率よりも小さくなったため、 $\eta_f$ が他の試料よりも大きな値を示したと示唆される。

Figure 4.7 に示すように、銅線とニクロム線試料の結果を比較すると $V_f$ は常に銅線試料の方が大きいにもかかわらず、 $\eta_f$ ではその関係が逆転していることがわかる。このことは同じ実験条件において、熱伝導率の大きな銅線試料は燃え拡がり速度を大きくするが、熱伝導率の小さなニクロム線試料よりも系からの熱損失を増大させるということを意味する。すなわち、燃え拡がり火炎の消炎現象が熱損失によって支配されるような条件では、ニクロム線試料よりも銅線試料の方が系からの熱損失を増大させる結果、被覆材料の LOC を上昇させ得ると理解することができる。この結果は、本章のはじめに紹介した、Takahashi ら[160]と Yoshioka ら[162]が実験的に明らかにした熱伝導率の大きな心線材料が被覆材料の LOC を上昇させるという結果を理論的に裏付けるものとなる。以上のことから、本章で導出した $\eta_f$ を用いることで消炎現象に対する心線材料の影響を部分的に評価できることが明らかになった。

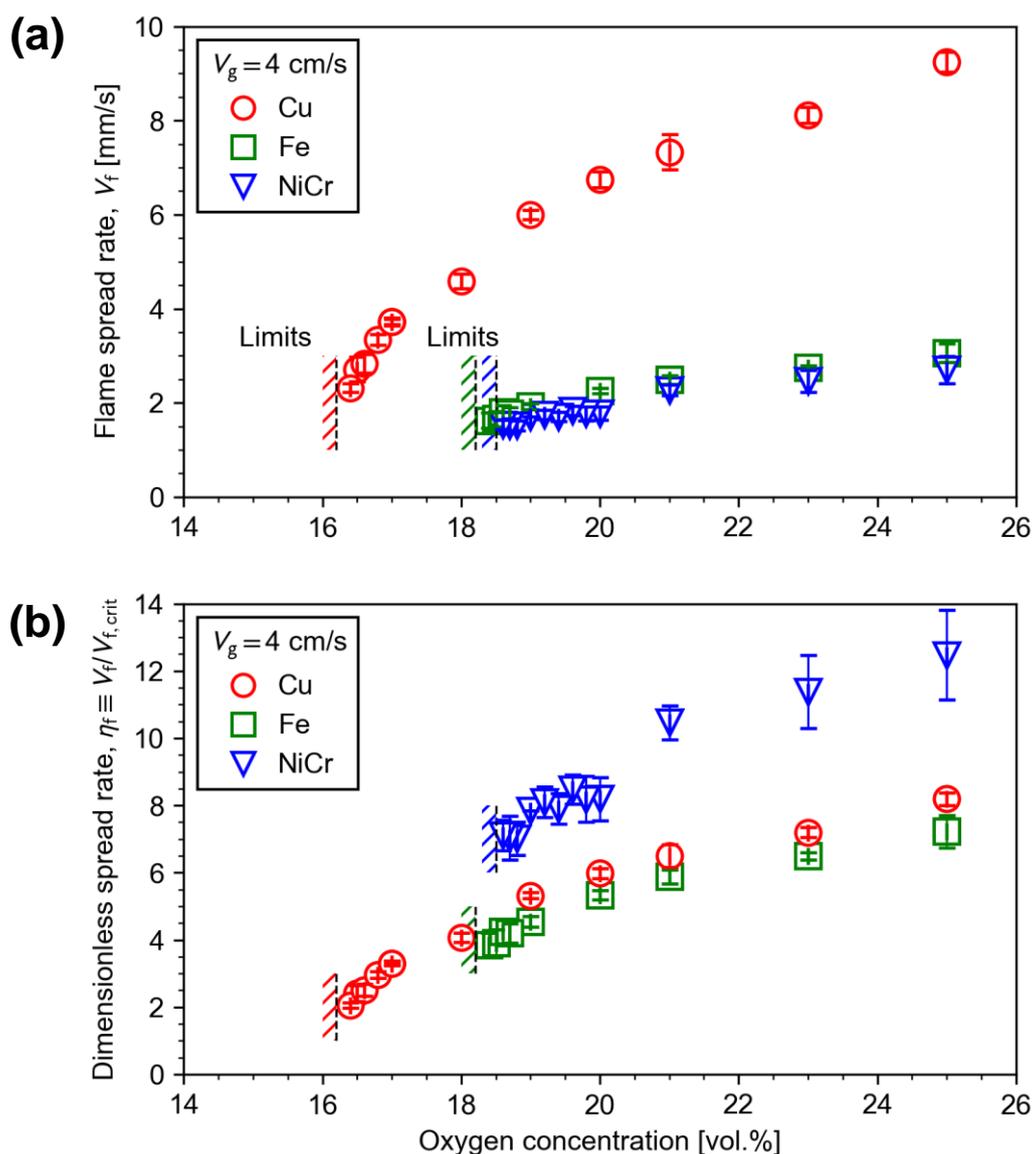


Figure 4.7 (a) Measured flame spread rate as a function of  $O_2$  concentration for Cu, Fe, and NiCr wires. (b) Dimensionless flame spread rate as a function of  $O_2$  concentration for Cu, Fe, and NiCr wires. Error bars denote the standard deviation of variations between repeated tests. Reproduce from Konno et al. (2020).

ここで Figure 4.7(a)に示す本研究で取得した各電線試料の燃え拡がり限界について着目すると、熱伝導率の大きな心線材料の方が、限界条件が低酸素濃度側に拡大していることがわかる。これは Figure 1.31(c)で紹介した Yoshioka ら[162]の先行研究で、LOC に対する電線試料の配置角度の影響を調査した結果と定性的に一致する。すなわち、地上場の下方燃え拡がりの燃焼形態では熱伝導率の大きな心線が LOC を低下させるという、ここまでの議論とは逆の傾向が現れることが本研究で改めて確認された。このとき、本章では熱損失に焦点を置き燃え拡がり火炎の消炎機構を明らかにしようとしていることに注意する必要がある。1.2.2 項で論じたように、火炎は熱損失以外にも Burke-Schuman limit の存在により火炎温度が低下して消炎に至ることが知られている。そして、本実験では地上場で下方燃え拡がりの燃焼形態で燃え拡がり現象を観察した。そのため、火炎近傍

には自然対流が発生し燃え拡がり火炎は比較的速い流れ場の中を進行することになる。このように周囲流速が大きな条件では、燃え拡がり火炎の消炎現象は熱損失による冷却消炎ではなく、有限の化学反応速度の影響による吹き消え消炎によって支配されることが示唆される。吹き消え消炎の場合、熱分解ガスと酸化剤の化学反応速度が大きくなる条件の方が、燃え拡がりを維持するために有利な条件となる。このとき、燃え拡がり速度が大きい方が単位時間あたりに固体表面から反応帯に供給される熱分解ガスの量が増大するため、燃え拡がり速度大きくしてより多くの燃料を噴出できる熱伝導率の大きな心線が高流速条件で燃え拡がりを維持するために有利になると考えることができる。また Figure 1.30(a)で紹介した Hu らの先行研究[154]より、銅線とニクロム線試料の燃え拡がり速度を比較したときに、燃え拡がり火炎の下流側が心線を包みこむ下方燃え拡がりの燃焼形態において、銅線とニクロム線試料の燃え拡がり速度の差が最も大きくなり、熱伝導率の大きな銅線試料の燃え拡がり速度が格段に大きくなることが実験的に示されている。以上のことによって、吹き消え消炎によって燃え拡がり限界が支配されるような条件では、熱伝導率の大きな試料の方が被覆材料の LOC を低下させ得ることが考えられる。高流速条件における消炎機構は本章のモデルでは説明することはできない。今後、上記の仮説を基に気相の化学反応速度と燃え拡がり速度の関係に着目した研究を進め、高流速条件の燃え拡がり限界に及ぼす心線材質の影響を明らかにする必要がある。

## 4.5. 本章のまとめ

本章で得られた成果をまとめると下記のようなになる。

- 本研究で標準試料として扱う外径 0.80 mm、心線径 0.50 mm の電線に関しては、燃え拡がり仮定における未燃領域の温度状態を、心線と被覆のエネルギー保存式を結合した一次元エネルギー保存式によって再現可能である。
- 未燃領域の固体の温度分布は燃え拡がり速度によって支配される。また、未燃領域の伝熱過程に対する周囲流速や酸素濃度の直接的な影響は小さく、燃え拡がり速度が変化することによって周囲環境の影響が現れる。
- 燃え拡がり速度が小さくなるに連れて未燃領域に高温領域が拡大する。そのため、燃え拡がり速度の低下が、系からの熱損失を増大させて、燃え拡がり現象をさらに抑制させる方向に変化する。すなわち、固相内の軸方向熱伝導の影響が顕著となる燃え拡がりでは負のフィードバック機構が顕在化することで、燃え拡がり速度が低下するとある有限の燃え拡がり速度の値で火炎が消炎に至ることが考えられる。
- 無次元燃え拡がり速度 $\eta_f$ によって、ある任意の条件での燃え拡がり未燃領域からどれだけ熱損失が起こるか簡単に評価することができる。また実際に $\eta_f$ を用いて、銅線とニクロム線試料上の燃え拡がりにおける未燃領域からの熱損失を評価した結果、銅線試料の方がニクロム線試料よりも燃え拡がり速度が大きな値を示したにも関わらず、 $\eta_f$ は逆の結果を示した。このことから、消炎現象が熱損失によって支配される場合、大きな熱伝導率を有する試料の方が燃え拡

がり火炎を消炎に至らせやすくすることが示唆される。この結果は、先行研究で明らかにされた微小重力環境での対向流燃え拡がりと地上場での水平方向燃え拡がりの実験結果を理論的に裏付けるものである。

本章の解析内容は熱損失によって燃え拡がり限界が支配される場合に有効なものである。今後、燃え拡がり速度と気相の化学反応速度の関係について着目した研究を進め、高流速条件での消炎限界に及ぼす心線材質の影響について理論的に評価可能にする必要がある。

## 5. 燃え拡がり速度と限界酸素濃度の予測

3章と4章の議論では燃え拡がり速度を未知数として扱った。そのため、実験で取得した燃え拡がり速度の値に基づき、火炎長さや消炎に関する考察を行った。本章では電線被覆上の火炎燃え拡がりモデルを構築して燃え拡がり速度および消炎条件を理論的に予測することを試みる。

### 5.1. 定常燃え拡がりモデル

#### 5.1.1. モデルに適用した仮定

解析モデルの概略図を Figure 5.1 に示す。外径 $r_s$ 、心線径 $r_c$ の電線上を周囲気体の流れ方向に対して反対方向に燃え拡がる火炎を考える。ここで解析の単純化のために下記の仮定を導入した。

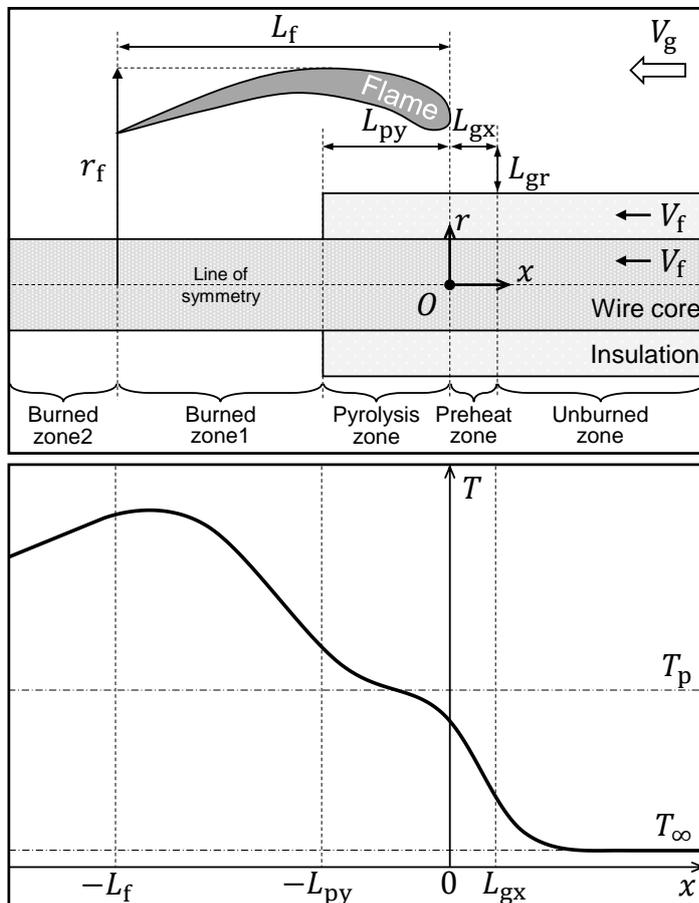


Figure 5.1 A model of opposed-flame spread over an electric wire.

- I. 燃え拡がりは定常である.
- II. 燃え拡がり火炎と電線の形状は軸対称である.
- III. 座標系は燃え拡がり火炎前縁の心線の中心位置を原点とする. また, 燃え拡がり火炎に対して相対的な座標系を用いる.
- IV. 火炎は一様な温度 $T_f$ を有する.
- V. 火炎形状は半径 $r_f$ と軸方向への長さ $L_f$ のみを考慮する. また, 燃え拡がり火炎の上流側には, 火炎からの熱伝導によって特徴づけられる予熱領域 ( $L_{gx} \times L_{gr}$ ) を定義する.
- VI. 火炎から固体表面への入熱は熱伝導のみを考慮する (輻射熱流束は無視する).
- VII. 被覆の熱分解に関する活性化エネルギーは十分大きいものとし, 被覆はある一定の熱分解温度 $T_p$ でガス化する. そして被覆温度が $T_p$ に達したときに燃え拡がり火炎が進行すると考える.
- X. 電線は十分に長く, 無限遠方では周囲環境温度 $T_\infty$ に達しているものとする.
- XI. 心線と被覆は完全に接触しているものとして接触熱抵抗の影響は無視する.
- XII. 被覆と心線は十分に薄く半径方向への温度勾配は無視できるものとして, 固相内の熱輸送は軸方向への一次元問題として取り扱う.
- XIII. 被覆材料の熱伝導率は心線材料のものと比較して十分小さいため, 被覆に関しては軸方向の熱伝導も無視できるものとする.
- XIV. 心線と被覆の物性値の温度依存性は無視できるものとする.

本解析では流れ場に速度境界層の影響を考慮した. 流れ場のモデルについては 5.1.4 項で述べる. また, 火炎温度に対する気相での有限の化学反応速度と輻射熱損失の影響についても考慮しており, そのモデルの詳細は 5.1.3 項で述べる.

ここで, 仮定 V で定義した火炎形状を特徴づける, 予熱領域, 火炎半径, 火炎長さの式を定義する. 予熱領域に関しては, Delichatsios ら[137]の円筒形状の燃え拡がりモデルを参考に次式で与えた.

$$L_{gx} = L_{gr} = L_g = \frac{\alpha_g}{V_r} \quad (5.1)$$

ここで $V_r$ は燃え拡がり火炎に対する周囲気体の相対速度 ( $V_r = V_g + V_f$ ) である. 火炎半径 $r_f$ は被覆の質量損失速度 $\dot{m}_F$ と火炎内を流れる熱分解ガスの質量保存を考えて次式のように定義した.

$$\dot{m}_F = \pi(r_f^2 - r_s^2)\rho_F V_r \Rightarrow r_f = \sqrt{r_s^2 + \frac{\dot{m}_F}{\pi\rho_F V_r}} \quad (5.2)$$

$\rho_F$ は熱分解ガスの密度である。 $\dot{m}_F$ は被覆が完全燃焼すると仮定して $\dot{m}_F = \rho_s A_s V_f$ から算出した。火炎長さ $L_f$ は3章で論じた軸対称の噴流層流拡散火炎を対象にした Roper の式[75]を用いた。

$$L_f = \frac{\dot{m}_F (T_\infty / T_{\text{eff}})^{0.67}}{4\pi \rho_{F,\infty} D_\infty \ln(1 + 1/S)} \quad (5.3)$$

### 5.1.2. 心線と被覆のエネルギー保存式と領域の分類

上記の仮定を基に心線と被覆に関する一次元エネルギー保存式を次式のように定義した。

$$\rho_c c_{p,c} (-V_f) \frac{dT_c}{dx} A_c = A_c \lambda_c \frac{d^2 T_c}{dx^2} + P_c \Omega \dot{q}_{gc}''(x) - P_c \dot{q}_{cs}''(x) - P_c \dot{q}_{\text{loss},c}''(x) \quad (5.4)$$

$$\rho_s c_{p,s} (-V_f) \frac{dT_s}{dx} A_s + P_s \dot{m}_F'' \Delta h_v = P_s \Omega \dot{q}_{gs}''(x) + P_s \dot{q}_{cs}''(x) - P_s \dot{q}_{\text{loss},s}''(x) \quad (5.5)$$

$$\dot{m}_F'' = \frac{d}{dx} \left( \frac{\rho_s A_s V_f}{P_s} \right), \quad A_c = \pi r_c^2, \quad A_s = \pi (r_s^2 - r_c^2), \quad P_c = 2\pi r_c, \quad P_s = 2\pi r_s \quad (5.6)$$

ここで、 $\dot{q}_{gc}''$ は火炎から心線表面への熱伝導項、 $\dot{q}_{cs}''$ は心線から被覆への熱伝導項、 $\dot{q}_{\text{loss},c}''$ は心線表面からの熱損失項、 $\dot{m}_F''$ は被覆がガス化する際の被覆表面からの質量流束、 $\Delta h_v$ は被覆のガス化潜熱、 $\dot{q}_{gs}''$ は火炎から被覆表面への熱伝導項、 $\dot{q}_{\text{loss},s}''$ は被覆表面からの熱損失項を表す。また $\Omega$ は無次元数であり、火炎から固体表面への入熱項の補正係数である。 $\Omega$ の詳細は5.1.3項に記す。このとき Figure 5.1 に示すように電線を五つの領域に分類して各領域で異なる熱流速を定義して電線全領域でのエネルギーバランスをモデル化した。本モデルで定義した五つの領域は下記のとおりである。

**未燃領域** ( $x \geq L_g$ ) : 火炎からの入熱が及ばない予熱領域よりも上流側の領域。

**予熱領域** ( $0 \leq x \leq L_g$ ) : 火炎からの熱伝導によって特徴づけられる領域。

**熱分解領域** ( $-L_{py} \leq x \leq 0$ ) : 被覆材料が熱分解する領域。

**既燃領域 1** ( $-L_f \leq x \leq -L_{py}$ ) : 被覆が完全に燃え切り心線が燃え拡がり火炎に直接晒される領域。

**既燃領域 2** ( $x \leq -L_f$ ) : 既燃領域 1 よりも下流側の領域。

本問題の未知数は「 $T_c$ ,  $T_s$ ,  $V_f$ ,  $L_{py}$ 」の四つである。未知数が四つに対して支配方程式が式(5.4)と式(5.5)の二本しか無いため解析することが不可能なように思えるが、仮定 VII おいて「被覆温度が $T_p$ に達したときに火炎が進行する」として「被覆が一定温度 $T_p$ で熱分解する」という定義をした。これら二つの仮定が $V_f$ と $L_{py}$ を決定するための二本の重要な条件式である。したがって、未知数の数と式の本数が等しいため本研究で求めたい燃え拡がり速度を解析可能である。

### 5.1.3. 断熱火炎温度を補正する無次元数

次に、無次元数 $\Omega$ の導出について記す。1.2.2項で論じたように、火炎の消炎現象に対して熱損失と有限の化学反応速度の影響が重要な役割を果たすことは既によく知られている。二次元的な固体の燃え拡がりにおいて、気相における消炎支配因子を厳密に評価するには、非線形項を含む二次元の支配方程式を気相と固相の界面でカップリングさせながら解く必要があるが、それは容易ではない。そのため本研究では気相のエネルギー方程式を基に導出した無次元量を用いて気相の消炎支配因子を固相のエネルギー保存式に導入することを試みた。解析では以下に示す Burke-Schumann 理論[73]で用いられた支配方程式と同形であるエネルギー方程式に反応項と損失項を考慮して解析を行うことにした。

$$\rho_g c_{p,g} V_f \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda_g \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Delta h_c (\rho_g Y_F) (\rho_g Y_{O_2}) A e^{-E/(RT)} - h(T - T_\infty) \quad (5.7)$$

ここで、 $\Delta h_c$ は単位質量あたりの燃料の燃焼熱、 $Y_F$ は燃料の質量分率、 $Y_{O_2}$ は酸素の質量分率、 $A$ は前指数因子、 $E$ は活性化エネルギー、 $R$ は気体定数、 $h$ は熱損失係数を表し単位は $W/(m^2 \cdot K)$ である。このとき損失項に関しては温度の線形関数として与えることにした。実現象において火炎からの熱損失は輻射熱損失が主な原因であるため、熱損失を温度の線形関数で評価することには疑問が生じるかもしれない。しかしながら非線形項を含む微分方程式を解析することは困難であるため、熱損失を温度の線形関数で与えることは燃焼の理論解析ではよく行われる[189–192]。また、Zhang ら[191]は球状伝播予混合火炎を対象に、損失項の温度依存性のべき乗則を変数とした数値解析を行っており、損失強度を決定づける定数の値を最適化すれば、温度の線形関数で与えられた損失項は伝播火炎に対して輻射項と定量的に同じ振る舞いをするを明らかにした。

ここで式(5.7)の各変数を次式のように無次元化した。

$$\tilde{x} = \frac{x}{L_g}, \quad \tilde{r} = \frac{r}{L_g}, \quad \tilde{T} = \frac{T - T_\infty}{T_f - T_\infty}, \quad \tilde{Y}_F = \frac{Y_F}{Y_{F,st}}, \quad \tilde{Y}_{O_2} = \frac{Y_{O_2}}{Y_{O_2,\infty}} \quad (5.8)$$

$Y_{F,st}$ は化学量論比における燃料の質量分率、 $Y_{O_2,\infty}$ は酸化剤中の酸素の質量分率である。式(5.8)を用いて式(5.7)を無次元化すると最終的に次式を得る[84,193,194]。

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{x}} = \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left( \tilde{r} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{r}} \right) + Da \tilde{Y}_F \tilde{Y}_{O_2} e^{-\frac{\beta(1-\tilde{T})}{1-\gamma(1-\tilde{T})}} - H \tilde{T} \quad (5.9)$$

このとき $Da$ と $H$ は Damköhler 数と熱損失パラメータであり、それぞれ次式で表される。

$$Da = \frac{\Delta h_c (\rho_g Y_{F,st}) (\rho_g Y_{O_2,\infty}) A e^{-\beta/\gamma} L_g}{\rho_g c_{p,g} V_f (T_f - T_\infty)} = \frac{\alpha_g \rho_g Y_{O_2,\infty} A e^{-E/(RT_f)}}{V_f^2} \quad (5.10)$$

$$H = \frac{h(T_f - T_\infty)L_g}{\lambda_g(T_f - T_\infty)/L_g} = \frac{h\lambda_g}{(\rho_g c_{p,g} V_r)^2} \quad (5.11)$$

$Da$ を導出する際には以下の関係式を利用した[84,193,194].

$$T_f = T_\infty + \frac{Y_{F,st}\Delta h_c}{c_{p,g}}, \quad \beta = \frac{E(T_f - T_\infty)}{RT_f^2}, \quad \gamma = \frac{T_f - T_\infty}{T_f} \quad (5.12)$$

ここで、 $\beta$ はZel'dovich数、 $\gamma$ は気体の膨張に関する温度パラメータである。式(5.10)からわかるように $Da$ は反応帯へ流入する気体を温度上昇させるためにどれだけ反応熱が使われるか評価している。一方で式(5.11)の $H$ は熱伝導によって火炎帯や反応帯が拡大したときに、その領域でどれだけ熱損失が起こるか評価している。このことを踏まえて $Da$ の逆数と $H$ を線形結合して気相の消炎支配因子を評価する無次元数 $\Omega$ を次式のように定義した。

$$\Omega = 1 - \frac{1}{Da} - H, \quad 0 \leq \Omega \leq 1 \quad (5.13)$$

$\Omega = 1$ のときに反応熱がすべて固体の加熱に使われることを意味し、 $\Omega$ が小さくなると気相での有限の化学反応速度の影響や熱損失の影響が無視できなくなり、固相を加熱する有効な反応熱が低下することを意味する。一次元の対向流拡散火炎や対向流予混合双子火炎を対象に輻射熱損失の影響を加味した詳細な数値計算が多くの研究者らになされており[195–197]、火炎の最高温度が火炎伸長率に対して上に凸の傾向を示すことが知られている（付録D参照）。これは、低伸長率側では輻射熱損失によって火炎温度が低下し、高伸長率側では有限の化学反応速度の影響で火炎温度が低下するためである。式(5.13)は火炎温度に対する火炎伸長や周囲流速の影響を定性的に評価するものと考えることができる（付録D参照）。

#### 5.1.4. 燃え拡がりに影響する実質流速

次に、試料表面に形成される速度境界層の影響を考える。本研究ではBhattacharjeeらの先行研究[131,132]を参考に、燃え拡がり火炎が速度境界層内に入り込むと仮定し、火炎高さの位置における局所流速を燃え拡がりに影響する実質流速と定義した。Figure 5.2に試料表面に形成される速度境界層のモデルを示す。速度境界層厚さはPohlhausenの解法[198]を適用し次式で定義した。

$$\delta_v = 4.64 \frac{x}{Re_x^{1/2}}, \quad Re_x = \frac{x_d V_g}{\nu_g} \quad (5.14)$$

そしてPohlhausenの解法で導出される層内の速度分布を表す多項式を基に、実質流速を次式のように定義した。

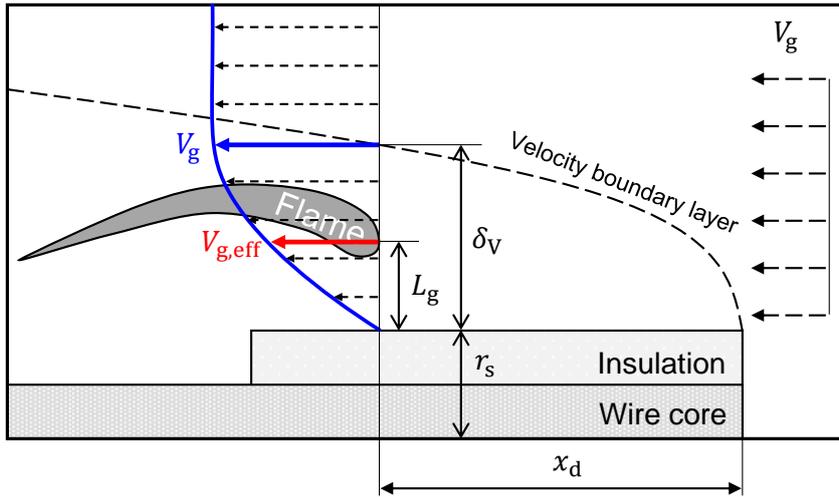


Figure 5.2 The model of the effective flow velocity due to the presence of the velocity boundary layer. Adapted from Bhattacharjee et al. (2014).

$$V_{g,\text{eff}} = \begin{cases} V_g \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{L_g}{\delta_v} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{L_g}{\delta_v} \right)^3 \right] & \text{for } L_g < \delta_v \\ V_g & \text{for } L_g \geq \delta_v \end{cases} \quad (5.15)$$

ここで式(5.15)の計算方法と $V_{g,\text{eff}}$ の使い方について検討する。Nakamuraら[129]は燃え拡がりに対する速度境界層の影響に着目した非定常数値解析を行った。その結果、固体表面に生じる速度境界層の影響によって燃え拡がり現象が非定常になることを明らかにした。また、燃え拡がり速度と流速依存を議論するとき、火炎高さにおける局所流速を用いることで数値解析の結果を整理できることを明らかにした。そして、速度境界層内を火炎が進行する際に燃え拡がり速度が非定常になるが火炎高さの変動は周囲流速の変化ほど顕著では無いため速度境界層内を進行する火炎への実質流速を定義する場合、火炎高さを一定値としても問題に成らないことを報告している。このことを踏まえ、本解析では主流の速度で算出された $L_g$ を用いて $V_{g,\text{eff}}$ を決定することにした。そして、断熱火炎温度を補正する無次元数 $\Omega$ の値を評価する際には $V_{g,\text{eff}}$ を用いることにした。これは、燃え拡がりに対する速度境界層の影響が消炎条件近傍で顕著に現れることを考慮している[129]。

### 5.1.5. 半径方向の熱流束と軸方向の境界条件

次に、式(5.4)と式(5.5)を解析するために境界条件を定義する。先に定義した五つの領域の特徴に基づき半径方向の熱流束を次式のように定義した。

$$\dot{q}_{\text{gc}}''(x) = \begin{cases} 0 & \text{for } x \leq -L_f \\ h_{\text{gc}}[T_f - T_c(x)] & \text{for } -L_f \leq x \leq -L_{\text{py}} \\ 0 & \text{for } x \geq -L_{\text{py}} \end{cases} \quad (5.16)$$

$$\dot{q}_{cs}''(x) = \begin{cases} 0 & \text{for } x \leq -L_{py} \\ h_{cs}[T_c(x) - T_p] & \text{for } -L_{py} \leq x \leq L_g \\ h_{cs}[T_c(x) - T_s(x)] & \text{for } x \geq L_g \end{cases} \quad (5.17)$$

$$\dot{q}_{loss,c}''(x) = \begin{cases} h_{T,b2}[T_c(x) - T_\infty] & \text{for } x \leq -L_f \\ h_{rad,c}[T_c(x) - T_\infty] & \text{for } -L_f \leq x \leq -L_{py} \\ 0 & \text{for } x \geq -L_{py} \end{cases} \quad (5.18)$$

$$\dot{q}_{gs}''(x) = \begin{cases} h_{gs,py}(T_f - T_p) & \text{for } -L_{py} \leq x \leq 0 \\ h_{gs,pr}(T_f - T_p) & \text{for } 0 \leq x \leq L_g \\ 0 & \text{for } x \geq L_g \end{cases} \quad (5.19)$$

$$\dot{q}_{loss,s}''(x) = \begin{cases} \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4) & \text{for } -L_{py} \leq x \leq L_g \\ h_{T,u}[T_s(x) - T_\infty] & \text{for } x \geq L_g \end{cases} \quad (5.20)$$

式(5.16)から式(5.20)に現れる $h_i$ は有効熱伝達率であり、それぞれ次式のように定義した。

$$\begin{aligned} h_{gc} &= \frac{\lambda_g}{r_c \ln(r_f/r_c)}, & h_{cs} &= \frac{\lambda_s}{r_c \ln(r_s/r_c)}, & h_{T,b2} &= \frac{Nu_c \lambda_g}{2r_c} + 4\varepsilon_c \sigma T_\infty^3, \\ h_{rad,c} &= 4\varepsilon_c \sigma T_\infty^3, & h_{gs,py} &= \frac{\lambda_g}{r_s \ln(r_f/r_s)}, & h_{gs,pr} &= \frac{\lambda_g}{r_s \ln(1 + L_g/r_s)}, \\ & & h_{T,u} &= \frac{Nu_s \lambda_g}{2r_s} + 4\varepsilon_s \sigma T_\infty^3 \end{aligned} \quad (5.21)$$

また、式(5.21)中の Nusselt 数は、軸方向流れを受ける細線の経験式[183]を基に次式から算出した。

$$\begin{aligned} Nu_c &= 0.32 + 0.155 Re_{r_c}^{0.50}, & Re_{r_c} &= \frac{2r_c V_g}{\nu_g}, \\ Nu_s &= 0.32 + 0.155 Re_{r_s}^{0.50}, & Re_{r_s} &= \frac{2r_s V_g}{\nu_g} \end{aligned} \quad (5.22)$$

次に軸方向の境界条件を定義する。心線については次式の境界条件を定義した。

$$\begin{cases} x \rightarrow -\infty: & T_c = T_\infty \\ x = -L_f: & T_c^- = T_c^+, \quad T_c^{-'} = T_c^{+'} \\ x = -L_{py}: & T_c^- = T_c^+, \quad T_c^{-'} = T_c^{+'} \\ x = L_g: & T_c^- = T_c^+, \quad T_c^{-'} = T_c^{+'} \\ x \rightarrow +\infty: & T_c = T_\infty \end{cases} \quad (5.23)$$

被覆には次式の境界条件を定義した.

$$\begin{cases} -L_{py} \leq x \leq L_g: & T_s = T_p \\ x \rightarrow +\infty: & T_s = T_\infty \end{cases} \quad (5.24)$$

なお、未燃領域は4章のモデルと同様に被覆と心線の温度が等しいと仮定して、被覆と心線を一体のものとして扱っていることに留意する.

### 5.1.6. 心線温度と被覆温度の解析解

前項で定義した半径方向の熱流速と境界条件を用いて式(5.4)と式(5.5)を解くと、心線と被覆の温度の解析解を次式のように得る.

$$T_c(x) = \begin{cases} T_\infty + T_1 \exp\left(\frac{x}{\ell_1}\right) & \text{for } x \leq -L_f \\ T^* + T_2 \exp\left(-\frac{x}{\ell_2}\right) + T_3 \exp\left(\frac{x}{\ell_3}\right) & \text{for } -L_f \leq x \leq -L_{py} \\ T_p + T_4 \exp\left(-\frac{x}{\ell_4}\right) + T_5 \exp\left(\frac{x}{\ell_5}\right) & \text{for } -L_{py} \leq x \leq L_g \\ T_\infty + T_6 \exp\left(-\frac{x}{\ell_6}\right) & \text{for } x \geq L_g \end{cases} \quad (5.25)$$

$$T_s(x) = \begin{cases} T_p & \text{for } -L_{py} \leq x \leq L_g \\ T_\infty + T_6 \exp\left(-\frac{x}{\ell_6}\right) & \text{for } x \geq L_g \end{cases} \quad (5.26)$$

ここで $\ell_1, \ell_2, \ell_3, \ell_4, \ell_5, \ell_6$ は、式(5.16)から式(5.20)を利用して式(5.4)と式(5.5)の微分方程式を解析した際に得られる特性方程式の解であり次式で表される.

$$\begin{aligned}
\ell_1 &= 2 \left[ -\frac{V_f}{\alpha_c} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_c}\right)^2 + \frac{4P_c h_{T,b2}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}, & \ell_2 &= 2 \left[ \frac{V_f}{\alpha_c} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_c}\right)^2 + \frac{4P_c h_{T,b1}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}, \\
\ell_3 &= 2 \left[ -\frac{V_f}{\alpha_c} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_c}\right)^2 + \frac{4P_c h_{T,b1}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}, & \ell_4 &= 2 \left[ \frac{V_f}{\alpha_c} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_c}\right)^2 + \frac{4P_c h_{CS}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}, \\
\ell_5 &= 2 \left[ -\frac{V_f}{\alpha_c} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_c}\right)^2 + \frac{4P_c h_{CS}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}, & \ell_6 &= 2 \left[ \frac{V_f}{\alpha_w} + \sqrt{\left(\frac{V_f}{\alpha_w}\right)^2 + \frac{4P_s h_{T,u}}{A_c \lambda_c}} \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{5.27}$$

また $h_{T,b1}$ ,  $T^*$ ,  $\alpha_w$ は次式の通りである。

$$h_{T,b1} = \Omega h_{gc} + h_{rad,c}, \quad T^* = \frac{\Omega h_{gc} T_f + h_{rad,c} T_\infty}{\Omega h_{gc} + h_{rad,c}}, \quad \alpha_w = \frac{A_c \lambda_c}{\rho_c c_{p,c} A_c + \rho_s c_{p,s} A_s} \tag{5.28}$$

そして式(5.25)の $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ ,  $T_5$ ,  $T_6$ は式(5.23)と式(5.24)の境界条件から求まる定数である。これらの定数を求める際は、六つの定数に関する多元連立方程式を次式の行列式として整理して数値的に算出した。

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b} \Rightarrow \mathbf{x} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{b} \tag{5.29}$$

$\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{b}$ は次式の通りである。

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} e^{-L_f/\ell_1} & -e^{L_f/\ell_2} & -e^{-L_f/\ell_3} & 0 & 0 & 0 \\ e^{-L_f/\ell_1} & e^{L_f/\ell_2} & e^{-L_f/\ell_3} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{e^{-L_f/\ell_1}}{\ell_1} & \frac{e^{L_f/\ell_2}}{\ell_2} & -\frac{e^{-L_f/\ell_3}}{\ell_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{L_{py}/\ell_2} & e^{-L_{py}/\ell_3} & -e^{L_{py}/\ell_4} & -e^{-L_{py}/\ell_5} & 0 \\ 0 & \frac{e^{L_{py}/\ell_2}}{\ell_2} & -\frac{e^{-L_{py}/\ell_3}}{\ell_3} & -\frac{e^{L_{py}/\ell_4}}{\ell_4} & \frac{e^{-L_{py}/\ell_5}}{\ell_5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-L_g/\ell_4} & e^{L_g/\ell_5} & -e^{-L_g/\ell_6} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{e^{-L_g/\ell_4}}{\ell_4} & -\frac{e^{L_g/\ell_5}}{\ell_5} & -\frac{e^{-L_g/\ell_6}}{\ell_6} \end{pmatrix}, \tag{5.30}$$

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} T^* - T_\infty \\ 0 \\ T_p - T^* \\ 0 \\ T_\infty - T_p \\ 0 \end{pmatrix}$$

## 5.1.7. 燃え拡がり速度の式

心線温度と被覆温度の解析解が導出できたので、式(5.4)と式(5.5)を積分して燃え拡がり速度について整理すると最終的に次式を得る。

$$V_f = f(V_f), \quad f(V_f) = \frac{\dot{Q}_{\text{input}} - \dot{Q}_{\text{loss}}}{\rho_s A_s [\Delta h_v + c_{p,s}(T_p - T_\infty)]} \quad (5.31)$$

ここで、 $\dot{Q}_{\text{input}}$ は火炎から固体表面への入熱項の総和、 $\dot{Q}_{\text{loss}}$ は固体表面からの熱損失項の総和、分母は被覆の熱分解に必要な熱量である。そして $\dot{Q}_{\text{input}}$ と $\dot{Q}_{\text{loss}}$ はそれぞれ次式のように表される。

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{input}} &= \dot{Q}_{\text{gc,b1}} + \dot{Q}_{\text{gs,py}} + \dot{Q}_{\text{gs,pr}}, \\ \dot{Q}_{\text{gc,b1}} &= \Omega P_c h_{\text{gc}} [(T_f - T^*)(L_f - L_{\text{py}}) - T_2 \ell_2 (e^{L_f/\ell_2} - e^{L_{\text{py}}/\ell_2}) + T_3 \ell_3 (e^{-L_f/\ell_3} - e^{-L_{\text{py}}/\ell_3})], \\ \dot{Q}_{\text{gs,py}} &= \Omega P_s L_{\text{py}} h_{\text{gs,py}} (T_f - T_p), \\ \dot{Q}_{\text{gs,pr}} &= \Omega P_s L_g h_{\text{gs,pr}} (T_f - T_p) \end{aligned} \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{loss}} &= \dot{Q}_{\text{loss,b2}} + \dot{Q}_{\text{loss,b1}} + \dot{Q}_{\text{loss,py}} + \dot{Q}_{\text{loss,pr}} + \dot{Q}_{\text{loss,u}}, \\ \dot{Q}_{\text{loss,b2}} &= P_c h_{\text{T,b2}} \ell_1 T_1 e^{-L_f/\ell_1}, \\ \dot{Q}_{\text{loss,b1}} &= P_c h_{\text{rad,c}} [(T^* - T_\infty)(L_f - L_{\text{py}}) + T_2 \ell_2 (e^{L_f/\ell_2} - e^{L_{\text{py}}/\ell_2}) - T_3 \ell_3 (e^{-L_f/\ell_3} - e^{-L_{\text{py}}/\ell_3})], \\ \dot{Q}_{\text{loss,py}} &= P_s L_{\text{py}} \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4), \\ \dot{Q}_{\text{loss,pr}} &= P_s L_g \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4), \\ \dot{Q}_{\text{loss,u}} &= P_s h_{\text{T,u}} \ell_6 T_6 e^{-L_g/\ell_6} \end{aligned} \quad (5.33)$$

$L_{\text{py}}$ は以下に示す熱分解領域の巨視的なエネルギー保存式から算出することができる。

$$g(L_{\text{py}}) = 0, \quad g(L_{\text{py}}) = \dot{Q}_{\text{gs,py}} + \dot{Q}_{\text{cs,py}} - \dot{Q}_{\text{rad,py}} - \dot{Q}_{\text{pyro}} \quad (5.34)$$

このとき、

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{gs,py}} &= \Omega P_s L_{\text{py}} h_{\text{gs,py}} (T_f - T_p), \\ \dot{Q}_{\text{cs,py}} &= P_c h_{\text{cs}} [T_4 \ell_4 (e^{L_{\text{py}}/\ell_4} - 1) - T_5 \ell_5 (e^{-L_{\text{py}}/\ell_5} - 1)], \\ \dot{Q}_{\text{loss,py}} &= P_s L_{\text{py}} \varepsilon_s \sigma (T_p^4 - T_\infty^4), \\ \dot{Q}_{\text{pyro}} &= \rho_s A_s V_f \Delta h_v \end{aligned} \quad (5.35)$$

式(5.31)と式(5.35)は $V_f$ と $L_{\text{py}}$ に関する非線形方程式であるため解析的に解が求まらない。そのため、

本研究では数値計算によって方程式を満たす固有値を算出した。求根アルゴリズムの詳細は付録 C に記す。

## 5.2. 計算条件

LDPE が被覆された銅線とニクロム線試料を対象に計算を行った。形状は外径 0.80 mm, 心線径 0.50 mm であり本研究で標準試料として扱う二種類の試料を対象とした。計算に使用した諸物性値は付録 A に記す。式(5.13)で定義した無次元数 $\Omega$ に現れる活性化エネルギー $E$ , 前指数因子 $A$ , 熱損失定数 $h$ は実験定数とした。 $E$ ,  $A$ ,  $h$ の算出方法の詳細は付録 D に譲る。本解析で使用した $E$ ,  $A$ ,  $h$ の値を Table 5.1 に記す。二種類の試料で経験的に算出された活性化エネルギーはおおよそ近い値を示しているが、前指数因子は銅線試料の方が大きな値を示している。これは地上場の燃焼試験で銅線試料の方が小さな LOC を示したためである。すなわち本解析では、Damköhler 数の観点からすると同じ周囲環境条件では銅線試料の方がニクロム線試料よりも燃焼性が向上する計算を行った。また、熱損失係数に関しては二つの試料で同じ値を用いた。そして解析では心線材質と雰囲気酸素濃度、周囲流速を変数として計算を行い燃え拡がり速度の非線形方程式から得られる解の振る舞いを調査した。

Table 5.1 Empirical reaction parameters and volumetric heat loss coefficient.

Item	Unit	LDPE-Cu	LDPE-NiCr
Activation energy, $E$	kJ/mol	188.9	186.4
Pre-exponential factor, $A$	$\text{m}^3/(\text{kg}\cdot\text{s})$	$1.34 \times 10^7$	$5.02 \times 10^6$
Volumetric heat loss coefficient, $h$	$\text{W}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$	91.1	

## 5.3. 二つの定常解の存在と解の安定性

まず周囲流速 25 cm/s, 酸素濃度 17%の条件で心線材料が銅の場合の結果に着目して、燃え拡がり速度の式から得られる解の性質について調査した。本節では熱伝導率の大きな銅の結果を取り上げるがニクロム線でも同様の議論が成立することを確認している。

燃え拡がり速度 $V_f$ を変数としたときに式(5.31)で定義した $f(V_f)$ によって描かれる写像を Figure 5.3 に示す。曲線と直線の交点が燃え拡がり速度の定常解（固有値）に対応し、一つの実験条件に対して二つの定常解が存在することが明らかになった。このとき、どちらの解が物理的に存在し得るのか簡単に議論するために、式(5.31)を変形してエネルギーの次元を有する新たな関数 $U(V_f)$ を次式のように定義した。

$$U(V_f) = \dot{Q}_{\text{input}} - \dot{Q}_{\text{loss}} - \rho_s A_s V_f [\Delta h_v + c_{p,s} (T_p - T_\infty)] \quad (5.36)$$

$U = 0$ を満たす燃え拡がり速度が平衡状態で、 $U > 0$ のときは入熱量が余剰となるため燃え拡がり

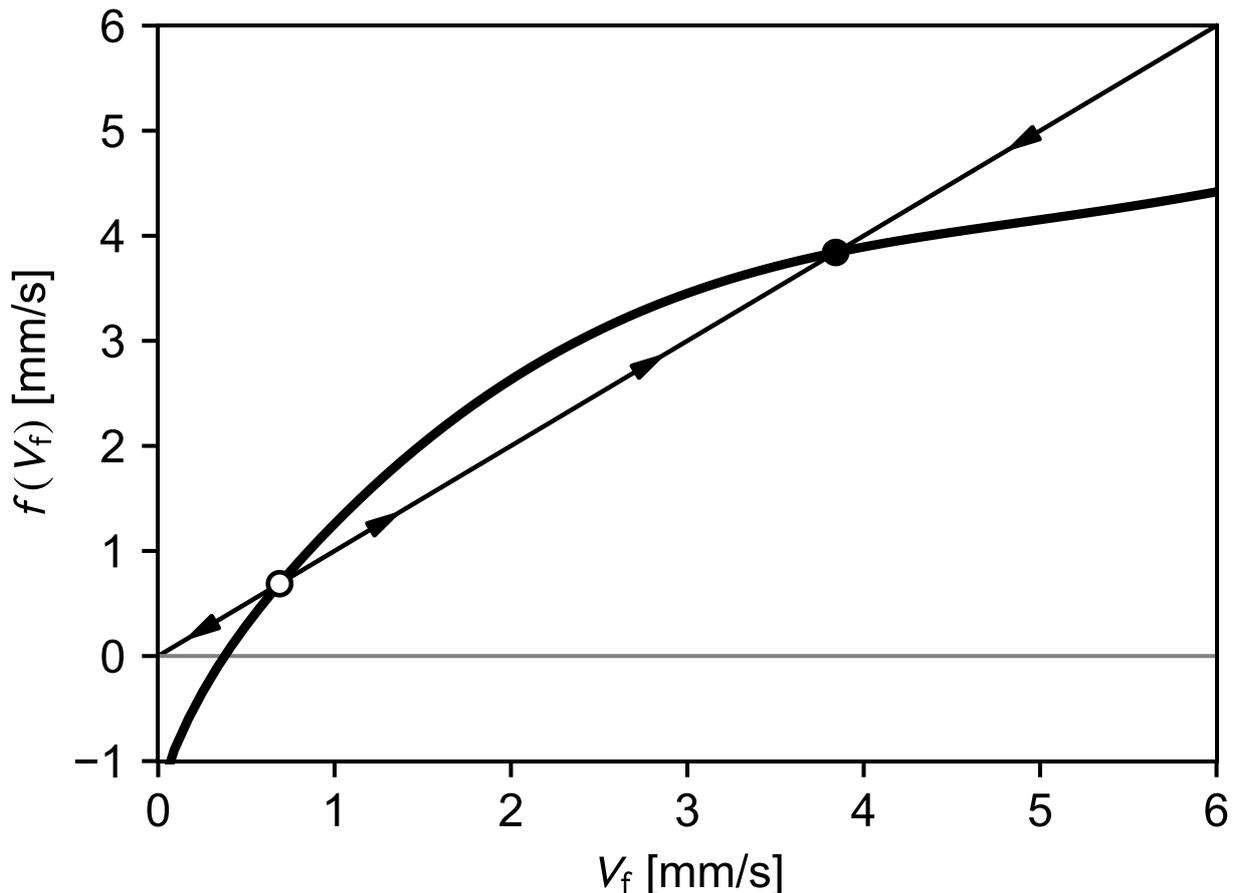


Figure 5.3 Existence of two steady solutions. Curved line corresponds to a mapping of the R.H.S. of flame spread formula as a function of flame spread rate.

成長し、 $U < 0$ のときは燃え拡がり速度が衰退すると思えることができる。すなわち、 $U$ を $V_f$ に対してプロットすれば、任意の初期条件 $V_{f,0}$ からの時間発展がどのようなものになっているかベクトル場に基づき定性的に考えることができる。Figure 5.4 に $U$ と $V_f$ の関係を示す。図中の黒丸と白丸が定常解に対応する。グラフの流れを見れば分かるように、大きな定常解は燃え拡がり速度の変化に対して吸的な性質を有する固定点（アトラクター, Attractor）であり、物理的に安定な解であると思えることができる。一方で、小さな定常解は燃え拡がり速度の変化に対して反発的な性質を有する固定点（リペラー, Repeller）であり、物理的に不安定な解であると思えることができる。ここで、 $V_f^*$ を固定点の値とすると、その安定性は $U$ の傾き $U'$ に基づき判定できることがFigure 5.4を見れば明らかである。すなわち、 $U'(V_f^*) < 0$ ならば安定であり、 $U'(V_f^*) > 0$ ならば不安定であると判別することができる。

ここで、燃焼学的に考えてみる。例えば、試料を着火した際に小さな定常解よりも小さな燃え拡がり速度でしか燃え拡がらないような火炎を形成すると、時間経過すると火炎が衰退して燃え拡がり速度は負になり得ないためやがて消滅すると思えることができる。一方、小さな定常解よりもわずかに大きな燃え拡がり速度で火炎が燃え拡がるように試料を着火してしまえば、燃え拡がり速度は加速して最終的に大きな定常解に相当する燃え拡がり速度で燃え拡がるということになる。そして、もし大きな定常解から少しだけ離れるような擾乱を火炎や試料が受けたとしても、時間経過すると擾乱は減衰して再び大きな定常解に相当する燃え拡がり速度で燃え拡がることになる。

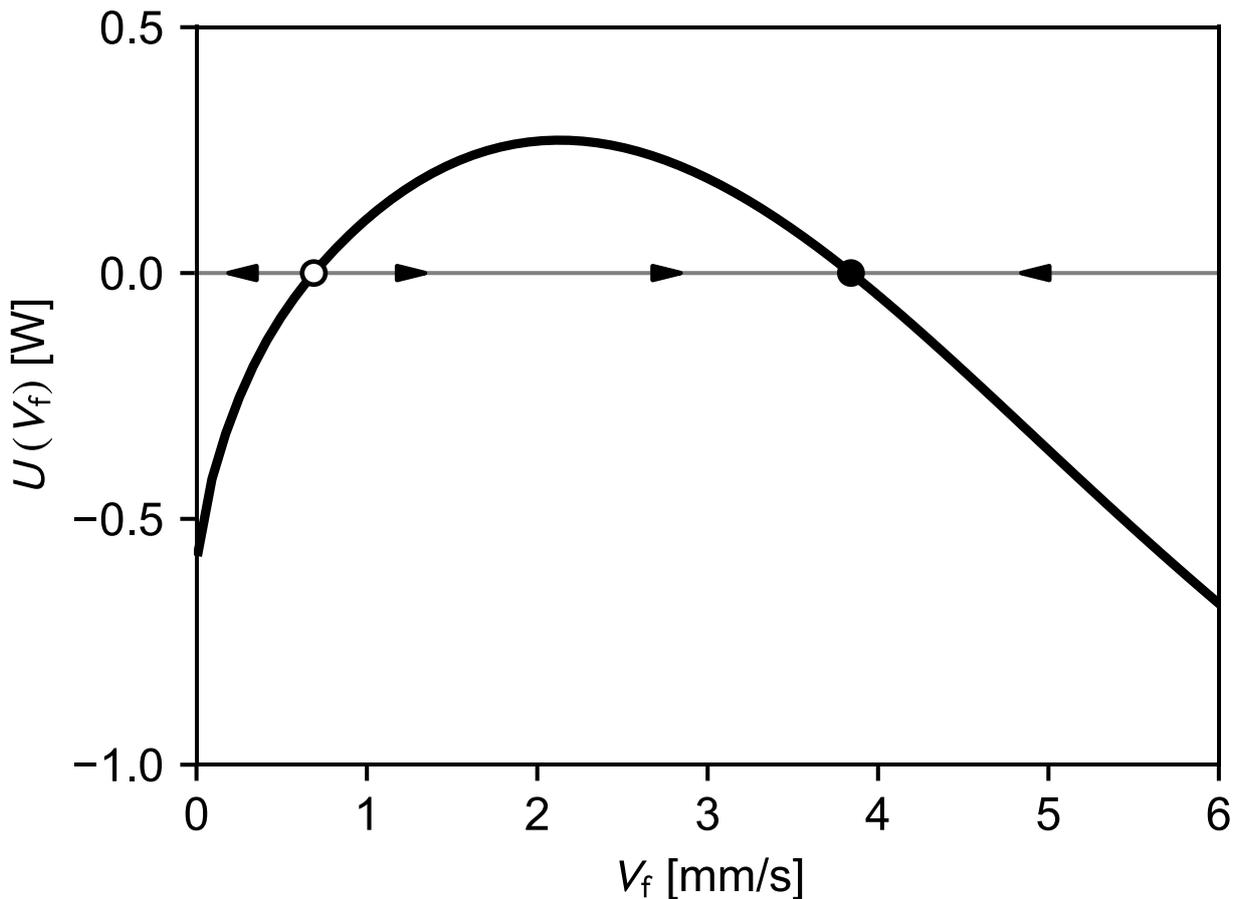


Figure 5.4 Stability of two steady solutions. A filled circle point corresponds to an approximate larger solution. Open circle corresponds to an approximate smaller solution.

次に物理的に不安定な定常解が現れた原因について検討する。Figure 5.5(a)に各領域での入熱量、(b)に熱損失量、(c)に火炎長さと未燃領域への有効熱拡散距離と燃え拡がり速度の関係を示す。Figure 5.5 (a)を見ると入熱量の総和は燃え拡がり速度の低下に対して単調減少することが確認できる。これは Figure 5.5(c)に緑色の実線で示す火炎長さが燃え拡がり速度の低下とともに短くなるためである。一方、Figure 5.5(b)の熱損失量の傾向について着目すると燃え拡がり速度が小さい条件で熱損失量の低下が抑制されていることがわかる。これは図中において水色で塗りつぶした範囲で示す未燃領域からの熱損失が原因である。4章で論じたように固相内の軸方向を通した熱輸送は一次元伝播予混合火炎における Homogenous heat loss model と等価な振る舞いを示し、燃え拡がり現象に負のフィードバック機構をもたらす。Figure 5.5(c)の赤色の点線は心線を通した軸方向熱伝導による未燃領域への有効熱拡散距離を示しており、燃え拡がり速度が低下するにつれて有効熱拡散距離が増大していることがわかる。そのため、燃え拡がり速度が小さい条件では入熱量の低下と熱損失の低下率の抑制が同時に起こるため式(5.31)の右辺が急激に低下する。そのため物理的に不安定な定常解が現れたと考えることができる。

次に安定解と不安定解の条件で理論的に与えられる心線温度分布について検討する。Figure 5.6に心線温度分布の解析結果と実験結果を共に示す。 $x = 0$ が燃え拡がり火炎の上流端の位置であり、 $x > 0$ が未燃側である。実線が安定解、点線が不安定解によって描かれる分布で、灰色で示されたデータは実験結果である。実験結果と理論解析の結果を比較すると、実際の定常燃え拡がり安定解

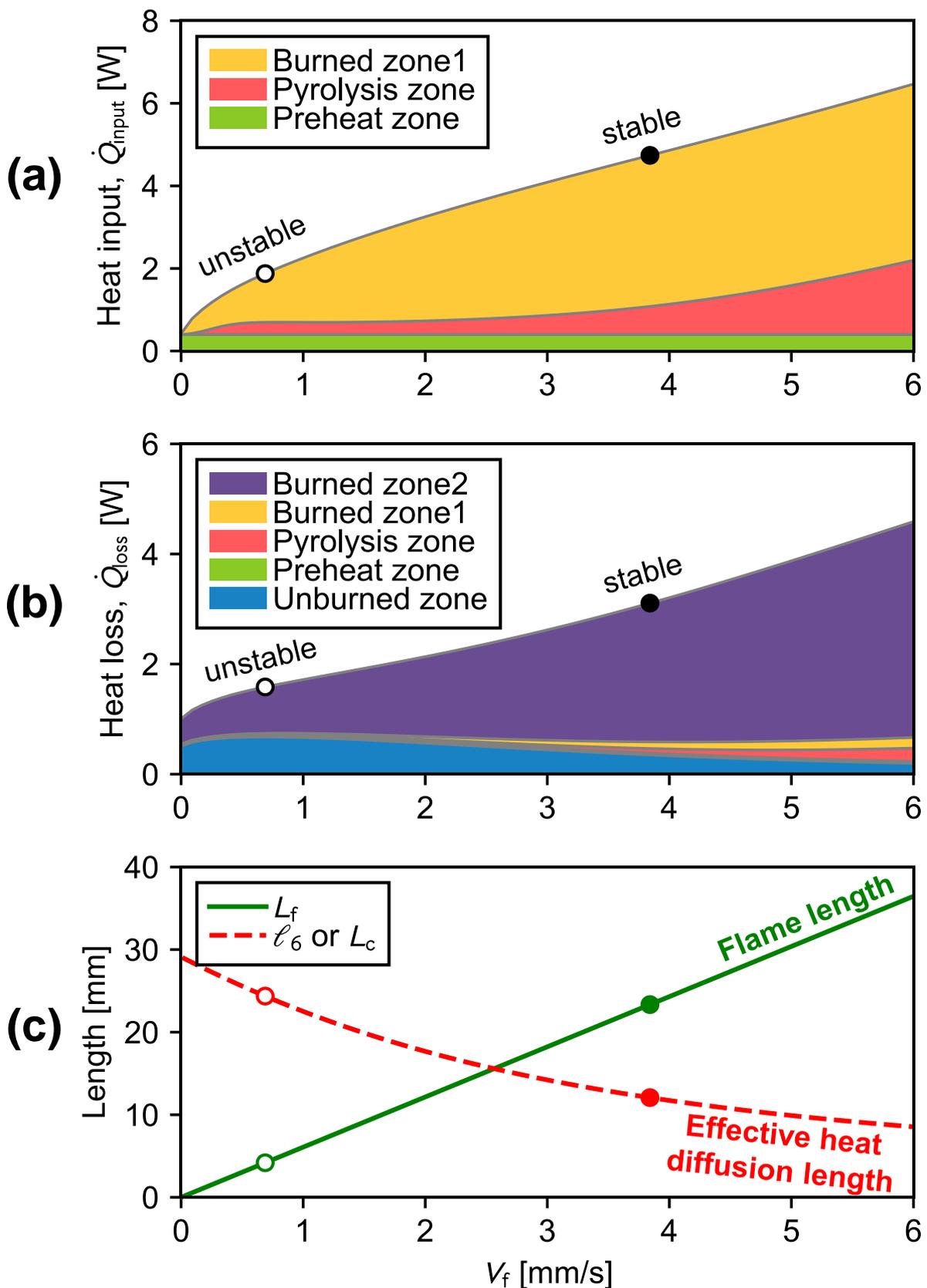


Figure 5.5 (a) Variations of heat input from a flame to the electric wire with flame spread rate. (b) Variations of heat loss from the surface of electric wire with flame spread rate. (c) Variation of flame length and effective heat diffusion length with flame spread rate. Calculation conditions is 25 cm/s flow velocity and 17vol.%  $O_2$  concentration with a Cu wire.

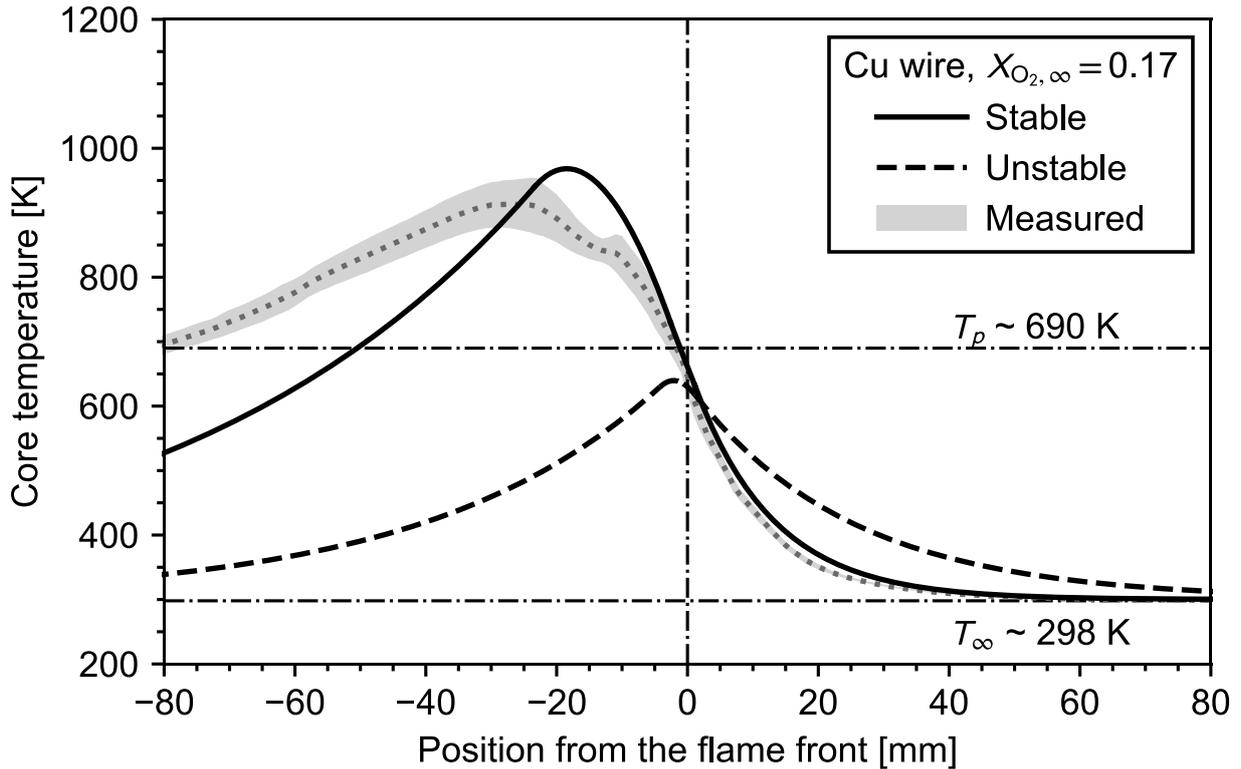


Figure 5.6 Comparison of temperature profile along Cu wire.

の結果に対応する心線温度分を描くことが明らかになった。また下流側に無視できない誤差は確認できるが、本論文で導出した燃え拡がりモデルが実現象をよく再現できていることがわかる。

#### 5.4. 酸素濃度の影響：定常解の存在可否と消炎限界

燃え拡がり速度の非線形方程式から得られる二つの定常解の性質が明らかになったので、次に酸素濃度を変数として火炎温度が異なる条件での二つの定常解の振る舞いを調査した。このとき数値的に求めた安定解と不安定解を式(5.10)で定義した Damköhler 数の関数として整理すると Figure 5.7 に示す分岐図が描かれた。実線が安定解、点線が不安定解に対応する。また、黒が銅、青がニクロムの結果である。両者の結果において、定常解が二つ存在する条件から酸素濃度が低下すると、まず安定解と不安定解が一致する条件が現れる。そして、そこからさらに酸素濃度が低下すると燃え拡がり速度の実数解が存在し得なくなることを示している。このとき安定解と不安定解が一致するときの定常解は、定常解よりも大きい方から見ると安定であり、定常解よりも小さい方から見ると不安定であるため、図中には半安定点 (Quasi-stable point) と示している。5.3 節で定義した  $U$  の傾きは分岐点では  $U'(V_f^*) = 0$  を示すことになる。すなわち、本研究で導出した燃え拡がり速度の式は酸素濃度をパラメータとしたときにサドルノード分岐 (saddle-node bifurcation) [199] の分

<sup>i</sup> 分岐理論における専門用語として呼び名が統一されておらず、saddle-node bifurcation のことを fold bifurcation や turning bifurcation, また blue sky bifurcation などと呼ぶ人もいる[199].

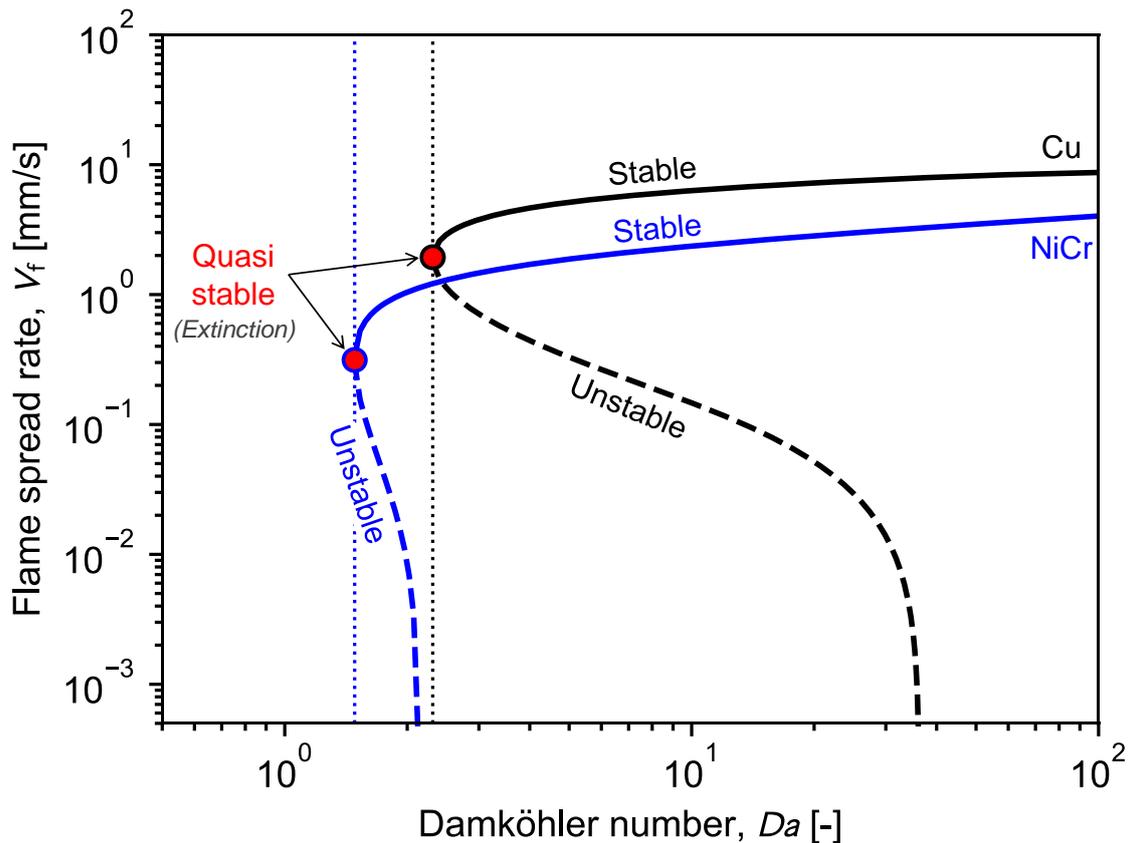


Figure 5.7 Flame spread rate as a function of Damköhler number: Effect of  $O_2$  concentration on flame spread rate at 25 cm/s flow velocity for Cu and NiCr wire.

岐図を示すことが明らかになった。

燃え拡がり速度の式の入熱項と損失項がバランスする ( $V_f = 0$ になる) 前に燃え拡がり速度の実数解がなくなる理由も、先に紹介した心線内の軸方向熱伝導が原因となる負のフィードバック機構が存在することが原因である。電線材料のように固相内の熱伝導が支配的になる燃え拡がりでは、燃え拡がり速度が何かしらの影響によって低下すると、燃え拡がり火炎よりも上流側に存在する未燃の固体に高温領域が拡大する。そのため、分岐点近傍では熱損失の低下率が抑制されることにより、入熱項と損失項がバランスする前に実数解が存在し得なくなったと考えることができる。したがって、本論文で導出した燃え拡がり速度の式を解析すると、消炎に関する条件式を与えることなく燃え拡がり火炎がある有限の燃え拡がり速度で消炎に至る（勝手に消炎する）ということを予測可能である。

ここで燃え拡がり限界に相当する分岐点での Damköhler 数の値に着目するとニクロムの方が銅よりも小さな値を示していることがわかる。これは、銅とニクロムでは熱伝導率が大幅に異なることで固体表面からの熱損失に違いが生じることが原因である。すなわち、ニクロムよりも熱伝導率の大きな銅の方が固体表面からの熱損失が大きくなるため、Damköhler 数がニクロムの場合ほどには低下せずに燃え拡がり火炎が消炎に至ると考えることができる。このことから実数解が存在し得なくなる条件の Damköhler 数（もしくは熱損失パラメータ）を見ることで、材料物性が変化した際の燃え拡がり火炎の消炎特性を理解することができる。したがって、本論文で導出した燃え拡

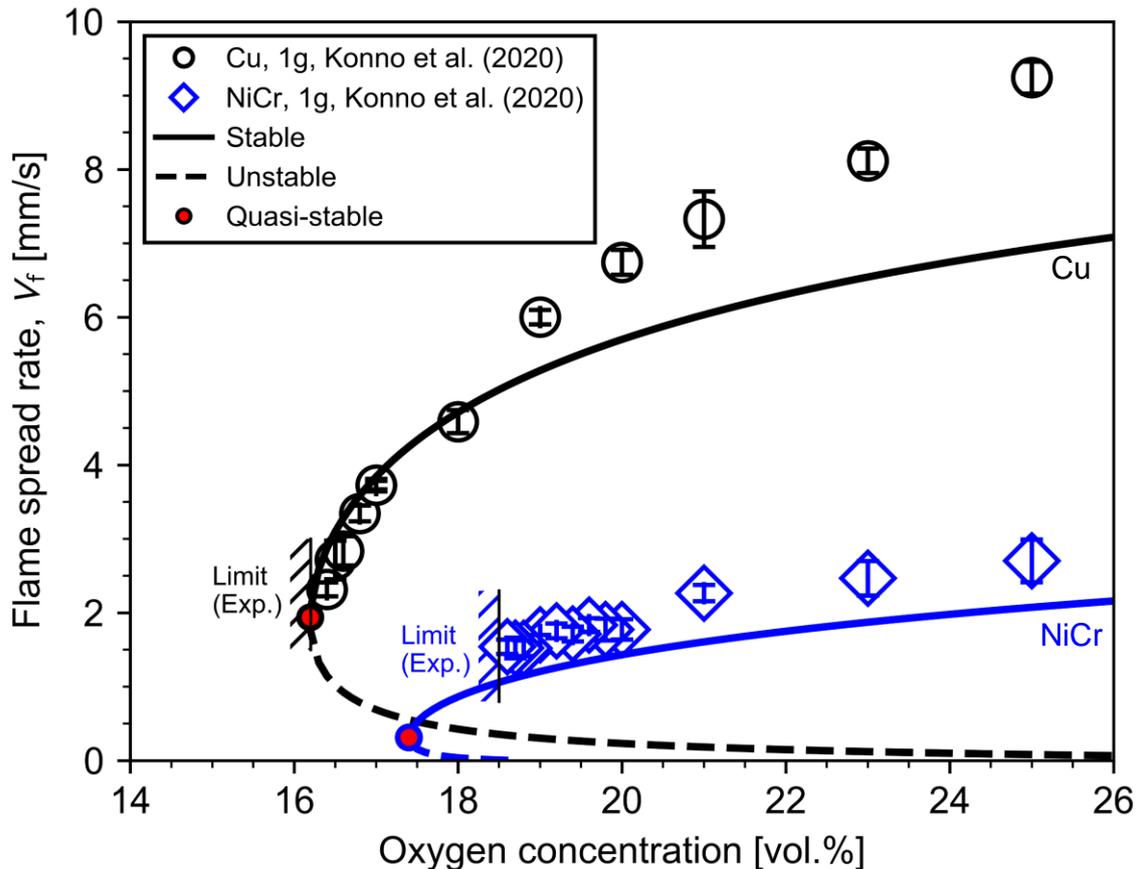


Figure 5.8 Flame spread rate as a function of  $O_2$  concentration: Comparison between theory and experiments.

がり速度の式は、異なる周囲環境条件での難燃材料の有効性や難燃機構の解明に寄与する可能性が見込まれる。

次に、Figure 5.7 の計算結果を酸素濃度の関数として整理した結果を Figure 5.8 に示す。グラフには燃え拡がり速度の実験結果[165]も共に示している。燃え拡がり速度の式から得られる安定解の軌跡と分岐点が、実際の燃え拡がり速度と燃え拡がりの限界条件をよく再現していることがわかる。特に消炎近傍条件の予測精度は高く、本研究で構築した燃え拡がり速度の式を解析することで、燃え拡がり速度と消炎条件を同時に予測可能であることが示された。一方、酸素濃度が高くなると理論と実験の乖離が大きくなる。これは3章でも指摘した火炎中でのすすの生成とそれに伴う輝炎からの輻射熱輸送による入熱を考慮していないことが原因であると考えられる。

## 5.5. 周囲流速の影響

### 5.5.1. 二つの分岐点の存在：吹き消え消炎と輻射消炎

次に酸素濃度を固定して周囲流速を変数とした場合の解の振る舞いについて調査した。周囲流速

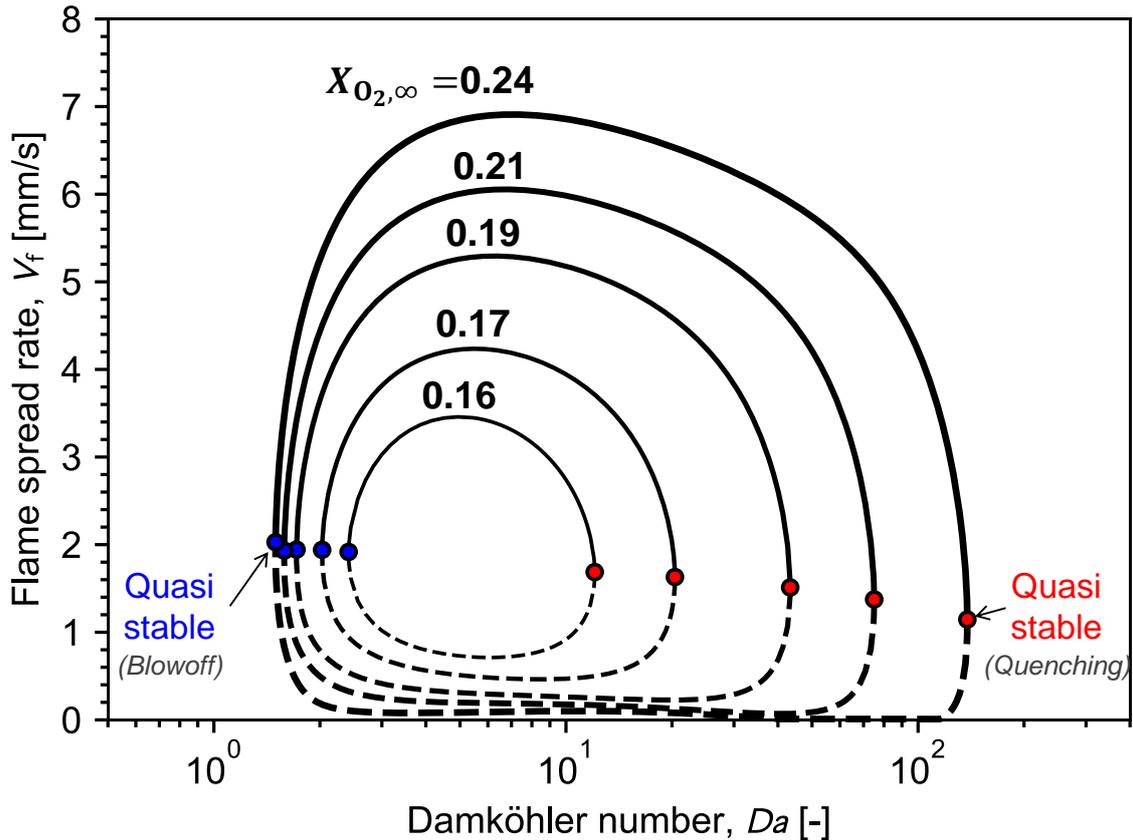


Figure 5.9 Flame spread rate as a function of Damköhler number: Effect of opposed flow velocity on flame spread rate for Cu wire.

を変数としたときに数値的に求まる安定解と不安定解の軌跡を Damköhler 数の関数として整理した結果を Figure 5.9 に示す。このとき心線には銅の物性値を用いた。Damköhler 数が小さな条件が高流速条件で、Damköhler 数が大きな条件が低流速条件である。図からわかるように、酸素濃度を変数とした場合とは異なり、安定解と不安定解の軌跡は輪を描き、ある一つの酸素濃度条件に対して二つの分岐点が現れることが明らかになった。Damköhler 数が小さい条件に現れる分岐点は吹き消え消炎に相当し、Damköhler 数が大きい条件に現れる分岐点は輻射消炎に相当すると考えることができる。また、酸素濃度が低下すると燃え拡がり速度が小さくなることに加えて、消炎に至る二つの Damköhler 数の値が近づき、燃え拡がりを維持可能な流速範囲が狭まってゆくことが確認できる。そして酸素濃度を低下させ続けると最終的に二つの Damköhler 数が一致する。そのときの酸素濃度がいわゆる最低限界酸素濃度 (MLOC) に対応すると考えることができる。

### 5.5.2. 燃え拡がり速度

Figure 5.9 の燃え拡がり速度を周囲流速の関数として整理した結果を Figure 5.10 に示す。上図が銅、下図がニクロムを対象とした計算結果である。銅の場合、周囲流速の大きな条件に燃え拡がり速度の最大値が現れることが明らかになった。銅の場合の結果が Fernandez-Pello らの先行研究 [106] で厚み 12.7 mm の PMMA 平板上の燃え拡がりを対象としたときに観察された、燃え拡がり

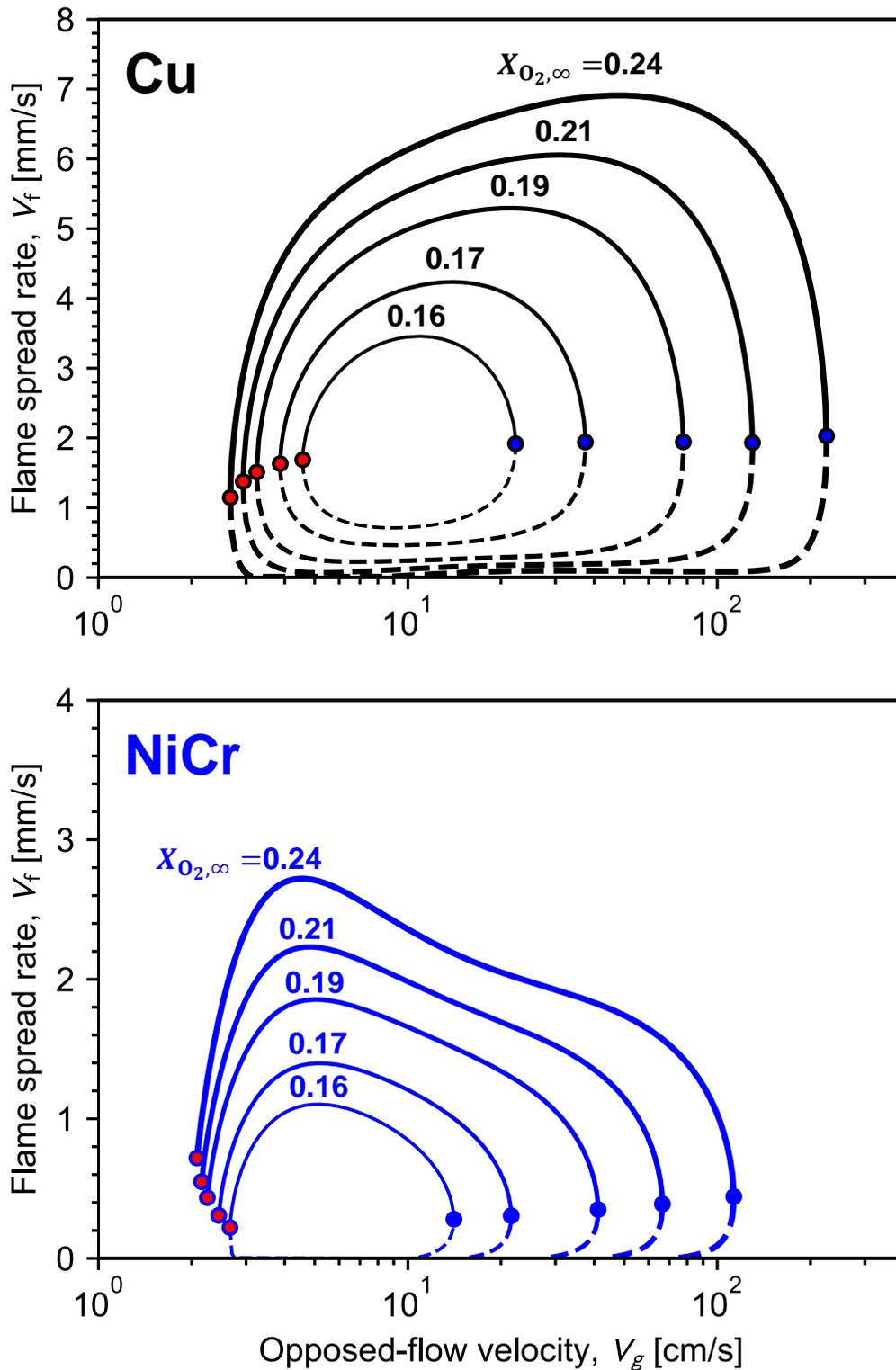


Figure 5.10 Flame spread rate as a function of opposed-flow velocity. Top: Cu wire. Bottom: NiCr wire.

速度と周囲流速の関係に類似していることは興味深い。入熱項を分析した結果、高流速条件において燃え拡がり速度が最大値を示す理由は、火炎半径が小さくなり火炎面が心線表面に接近することで、火炎から心線への熱流束が大きくなることが原因であることが明らかになった。すなわち、銅

の場合に観察される高流速条件での燃え拡がり速度の上昇は、本質的には熱的に厚い固体材料の場合の de Ris の解析結果[101]と同様で、火炎面が固体表面に近づくことによって支配されるものと考えて良い。また、周囲流速が大きくなりすぎると Burke-Schumann limit を評価する式(5.10)の Damköhler 数が低下することで入熱項が小さくなる。その結果、燃え拡がり速度が低下して最終的に実数解が存在し得なくなることを Figure 5.10 は示している。

一方で、ニクロムの場合は周囲流速の小さな条件に燃え拡がり速度の最大値が現れることが明らかになった。これは、Figure 1.29(b)で紹介した Fujita ら[147]の微小重力実験の結果と定性的に一致する結果である。同様に入熱項の計算結果を分析すると、熱伝導率の小さなニクロムの場合、心線を通した熱輸送は未燃領域にほとんど影響を及ぼさず、火炎前縁の予熱領域における気相からの入熱に燃え拡がり支配される「Flame driven mode[143]」の形態を取ることが明らかになった。そのため、燃え拡がりに対する試料表面の曲率影響が顕著に現れ、低流速条件で燃え拡がり速度が大きくなることが明らかになった。また周囲流速が小さくなりすぎると気相の熱損失の影響を評価する式(5.11)の熱損失パラメータが大きくなることで入熱項が低下し、最終的に実数解が存在し得なくなることを Figure 5.10 は示している。

また上記した二つの最大値の存在は酸素濃度が低下するにつれて薄れてゆくことが確認できる。これは酸素濃度が低下することによって Damköhler 数が低下して入熱項が小さくなることが原因である。このことから実際に燃え拡がり速度の最大値の存在を確認するには、Burke-Schumann limit が現れない、高酸素濃度条件で実験を行う必要がある。この結果も Fernandez-Pello らの先行研究[106]と Fujita ら[147]の先行研究の実験結果と定性的に一致する。

## 5.6. 限界酸素濃度の推定

燃え拡がり速度の式を解析することで、高流速条件での吹き消え消炎と低流速条件での輻射消炎とを再現できることを確認した。そのため、燃え拡がり速度の式を用いて解の存在可否（分岐点が現れる条件）を探索すれば電線被覆材料の可燃範囲を知ることができる。数値的に求めた分岐点が現れる条件を、周囲流速を横軸に取り酸素濃度を縦軸に取ったグラフ上に示すと Figure 5.11 に示す U 字型の曲線が描かれた。黒の実線が銅の結果で青の実線がニクロムの結果である。U 字曲線の内側は定常解が存在する範囲で燃え拡がり可能な条件と考えることができる。一方、U 字曲線の外側は実数解が存在し得ない範囲で消炎条件と考えることができる。

ここで銅とニクロムの推定された限界条件に着目すると、高流速条件では銅の方がニクロムよりも低酸素濃度側に燃え拡がりの限界条件が拡大し、低流速条件ではその関係性が逆転することが確認できる。高流速条件における銅とニクロムの限界条件の関係は、地上場の実験から算出された反応パラメータによって決定されるものであり、銅の方がニクロムよりも Damköhler 数が大きくなるように見かけ上の反応パラメータを設定しているためである (Table 5.1 参照)。それにも関わらず、低流速条件ではその関係性が逆転してニクロムのほうが低酸素濃度側に限界条件が拡大したことは注目に値する。これは、低流速条件では Damköhler 数が大きくなるため、反応パラメータの差異による入熱項の変化が小さくなり、限界条件が気相および固体表面からの熱損失によって支配されることが原因である。このことから、たとえ見かけ上の反応パラメータが熱伝導率の大きな試

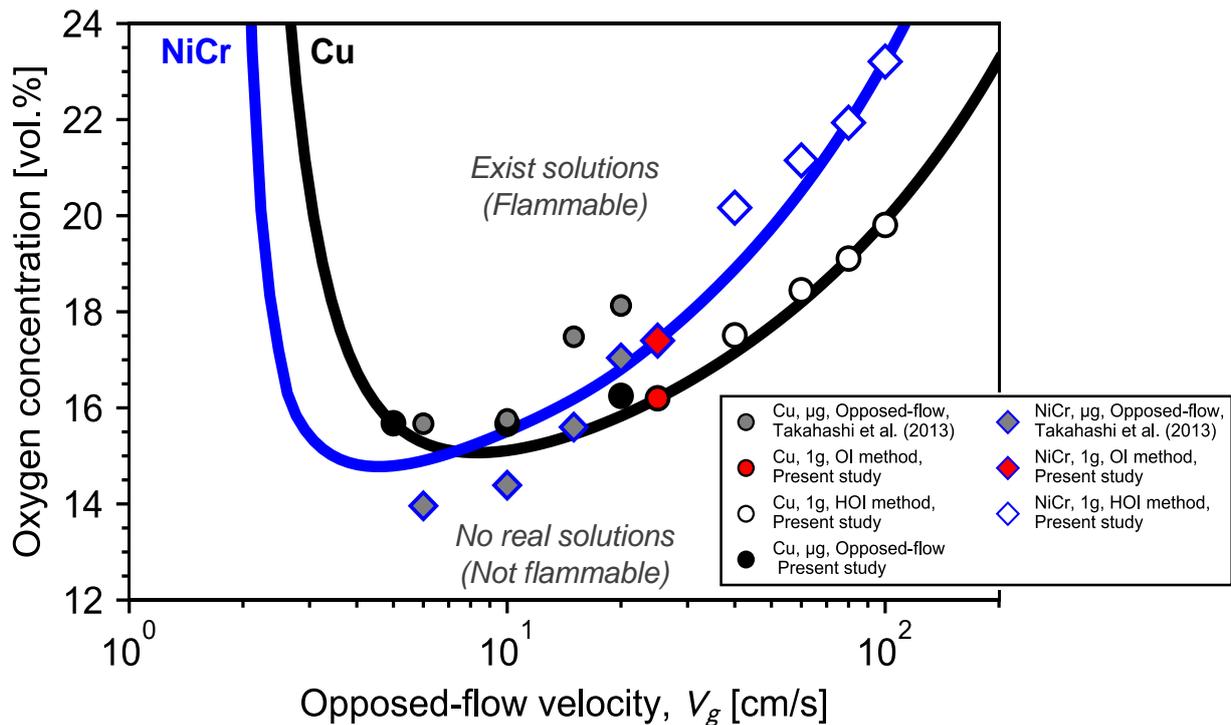


Figure 5.11 Limiting oxygen concentration as a function of opposed-flow velocity for LDPE insulated Cu and NiCr wires.

料の方が熱伝導率の小さな試料よりも大きかったとしても、低流速条件では限界条件が熱損失によって支配されることにより、熱伝導率の大きな試料の方が熱伝導率の小さな試料よりも LOC が上昇することが理論的に示された。

そして Figure 5.11 には先行研究の微小重力実験で取得された LOC の結果[160]と本研究で反応パラメータを算出するために実施した地上場の燃焼試験の結果をプロットで示している。燃え拡がり速度の式を用いて解の存在可否を判定することで定義された限界条件は、微小重力環境の LOC の傾向を定性的にも定量的にもよく再現していることがわかる。以上のことより、本論文で導出した燃え拡がり速度の式を用いて電線被覆材料の LOC を推定することの妥当性を示すことができた。

## 5.7. 本章のまとめ

本章で得られた成果をまとめると下記のようなになる。

- 心線と被覆の一次元エネルギー保存式を基に電線被覆上の燃え拡がり速度の式を導出した。また火炎温度に対する有限反応速度と熱損失の影響を評価する無次元数を導出し、火炎から固体表面への入熱項の補正方法について一つの考えを導いた。
- 非線形方程式である燃え拡がり速度の式を解析すると、ある一つの周囲環境条件に対して二つの定常解を得た。このとき、大きな解のみが物理的に意味のある解で小さな解は不安定解であることが明らかになった。

- 4章で論じた固相内の軸方向熱伝導による負のフィードバック機構の存在により，本研究で導出した燃え拡がり速度の式を解析すると，消炎に関する条件式を与えることなく燃え拡がり火炎がある有限の速度で消炎するということを理論的に予測することが可能である。
- 理論式から与えられる消炎条件における，気相の消炎支配因子（Damköhler 数もしくは熱損失パラメータ）を観察することで，材料物性や周囲環境条件が変化したときの消炎機構を理解することができる。このことから本論文で提案する燃え拡がり速度の式は，難燃材料の有効性や難燃機構を調査する際に有用であると考えられる。
- 燃え拡がり速度の式の定常解の存在可否を判定することで，電線被覆の LOC と周囲流速の関係を概ね精度良く予測可能であることが示された。このことによって，電線被覆材料についても MLOC に基づき難燃性を評価することが可能である。

本研究では被覆材料に物性値がよく知られた LDPE を対象として実験的検討と理論解析を行った。今後，実用材料を対象とした研究を進め本論文で提案する限界酸素濃度予測モデルの妥当性についてより詳細な検討を進めてゆきたい。

## 6. 結論

有人宇宙プログラムにおける火災安全の保障を目的とした基礎研究として、電線被覆上の火災燃え拡がりや消炎現象に関して実験的検討と理論解析を行った。また、本研究は JAXA が主導する国際共同研究 FLARE プロジェクトの一環として実施されたものである。プロジェクトでは固体材料の LOC と周囲流速の関係を予測できる方法論を確立し、宇宙機に搭載される各種材料の MLOC を評価可能な新たな国際宇宙火災安全基準を制定することを目指している。

当該プロジェクトの目標の達成と電線被覆上の火災燃え拡がりや消炎現象に関する学理を究めることを目指し本論文では、燃え拡がり火災の火炎長さに関する検討、固相内の軸方向熱伝導による燃え拡がり火災の消炎機構の解明、燃え拡がり速度と燃え拡がり限界を予測する理論解析を行った。各章で得られた成果を以下に簡潔に記す。

3 章では火炎長さに関する検討を論じた。電線被覆上を燃え拡がる火炎を円筒バーナー上に形成される噴流層流拡散火炎と見立てて、Roper モデルによって火炎長さを推定することの妥当性を検証した。その結果、修正した Roper モデルに正しい燃え拡がり速度を入力することができれば、燃え拡がり火災の火炎長さを概ね精度良く予測可能であることが示された。低酸素濃度側で熱損失による理論値と実験値の誤差の要因を指摘したがその差は小さく、消炎近傍の火炎を予測する際に Roper モデルは十分に機能するものと考えられる。一方で、可視火炎において輝炎の領域が卓越するような高酸素濃度条件では、Roper モデルによって可視火炎の予測を試みると、実際よりも短い値を示してしまう。これは、モデルはあくまでも化学量論比の位置を推定するものであり、可視火炎の長さを予測するためのものではないからである。そのため、火災が十分に発達した条件を再現したい場合は火炎長さの推定に Roper モデルを適用することは好ましくない。火炎の大部分が輝炎で構成されるような可視火炎の長さの予測モデルの開発は今後の研究課題である。

4 章では心線を通した軸方向熱伝導による熱損失機構について詳細な解析を行った。その結果、固相内の軸方向熱伝導は、燃え拡がり現象に対して負のフィードバック機構を生み出す他、燃え拡がり火炎よりも上流側の未燃領域の固相の温度分布は火炎温度や周囲環境条件ではなく、火炎の燃え拡がり速度によって支配されることが明らかになった。また、燃え拡がりや消炎現象に及ぼす未燃領域からの熱損失の影響を簡単に評価するための無次元燃え拡がり速度を提案した。そして無次元燃え拡がり速度を実際に使用して、燃え拡がり速度と LOC と心線材質の関係を調査した結果、燃え拡がり速度を大きくさせる効果を有する熱伝導率の大きな心線は、未燃領域に高温部を拡大することで系からの熱損失を増大し、燃え拡がり火炎を消炎に至らせやすくすることが明らかになった。

5 章では、電線被覆上の火災燃え拡がり現象を簡単な数理モデルによって表現し、燃え拡がり速度に関する非線形方程式を導出した。非線形方程式を解析すると二つの定常解が存在することが示

されたが、このとき得られる小さな解は物理的に不安定な解であることが明らかになった。また、気相から固体表面への入熱項が低下して燃え拡がり速度が低下すると、まず二つの定常解が一致する条件が現れ、その後実数解が存在し得なくなることが明らかになった。このことから、本論文で提案する燃え拡がり速度の式を用いて解の存在可否を探求することで、LOC を予測可能であることが明らかになった。また限界条件における気相の消炎支配因子の無次元量を観察することで、燃え拡がり火炎の消炎機構と抑制機構を簡単に理解することが可能である。心線の諸物性値が変化したときの無次元量の変化を観察することで、試料ごとの消炎特性を知ることができたため、本モデルは難燃材や難燃化の技術開発にも有益なものになることが期待される。そして、燃え拡がり速度の実数解が存在する限界条件と先行研究の微小重力実験で取得された LOC の関係が定性的にも定量的にもよく一致したことから、本モデルを用いて MLOC を予測することの妥当性が示された。

以上のように、本研究では電線被覆上の火炎燃え拡がり現象を、簡素化した数理モデルによって再現し、燃え拡がり速度と LOC に加えて、火炎長さ、心線温度分布を概ね精度良く予測することができた。これらの研究成果は、今後の有人宇宙プログラムにおける火災安全性を考える際に有益な情報となる。

## 付録

# 付録A 物性一覧

## A.1 被覆と心線の物性値

Table A.1 に LDPE と、Cu, Fe, NiCr の物性値をまとめる。なお、Table 1.1 に示す値は 300 K の標準状態における各種物性値であることに留意する。数値解析では被覆と心線の物性値の温度依存性は無視している。さらに、各種固体の表面の放射率は単純化のため 1 とした。また、Heat of gasification と Heat of vaporization の関係性は次式のとおりである[200,201].

$$\Delta h_g = \int_{T_\infty}^{T_p} c_{p,s}(T) dT + \Delta h_v \sim c_{p,s}(T_p - T_\infty) + \Delta h_v \quad (\text{A.1})$$

Table A.1 Properties of insulation and wire core materials.

Item	LDPE	Cu	Fe	NiCr
Density, kg/m <sup>3</sup> [145]	920	8890	7850	7850
Specific heat, J/(kg·K) [145]	2300	385.1	475.1	470.0
Conductivity, W/(m·K) [145]	0.33	376.6	58.1	15.0
Surface emissivity	1	1	1	1
Pyrolysis temperature, K [202]	690			
Heat of combustion, MJ/kg [202]	46.024			
Heat of vaporization, MJ/kg [200]	0.611			

## A.2 気体の物性値

本研究では火炎温度の算出に NASA-CEA2 を利用した。そのため、気相の物性値を算出する際は火炎温度を算出した際に利用した物性値と齟齬が生じないように、NASA-CEA2 で実装されている数式を使用した。

### A.2.1 密度

密度は理想気体の状態方程式を基に次式を用いて計算した。

$$\rho_i = \frac{PMW_i}{RT} \quad (\text{A.2})$$

ここで  $P$  は圧力,  $MW$  は分子量,  $R$  は気体定数,  $T$  は温度である. 下付き文字  $i$  は任意の化学種を示す.

### A.2.2 比熱

比熱の温度依存性は Gordon らのデータ[203]に基づき次式で評価した.

$$\frac{c_{p,i}^0(T)}{R} = a_1 T^{-2} + a_2 T^{-1} + a_3 + a_4 T + a_5 T^2 + a_6 T^3 + a_7 T^4 \quad (\text{A.3})$$

ここで,  $c_{p,i}^0$  は化学種  $i$  のモル比熱であることに留意する. Table A.2 に計算で使用した各化学種の係数  $a_1$  から  $a_7$  をまとめる. Figure A.1 に各化学種の比熱と温度の関係を示す.

### A.2.3 粘性係数と熱伝導率

粘性係数と熱伝導率の温度依存性は Roger のデータ[204]に基づき次式で評価した.

$$\left. \begin{array}{l} \ln \eta \\ \ln \lambda \end{array} \right\} = A \ln T + \frac{B}{T} + \frac{C}{T^2} + D \quad (\text{A.4})$$

Table A.3 と Table A.4 に計算で使用した各化学種の係数  $A$  から  $D$  をまとめる. Figure A.1 に各化学種の粘性係数および熱伝導率の温度依存性を示す.

### A.2.4 動粘性係数と温度拡散率

動粘性係数と温度拡散率は次式で定義される[205].

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{A.5})$$

$$\alpha = \frac{\lambda/c_p}{\rho} \quad (\text{A.6})$$

### A.2.5 物質拡散率

二種類の気体の混合における物質拡散率は Chapman-Enskog 理論から次式のように推定することができる[205].

$$D_{ij} = 1.8583 \times 10^{-7} \sqrt{T^3 \left( \frac{1}{MW_i} + \frac{1}{MW_j} \right)} \frac{1}{p \sigma_{ij}^2 \Omega_{D,ij}} \quad (\text{A.7})$$

$p$ は雰囲気圧力で単位は atm であることに留意する。そのほかの係数は次式より計算される。

$$\sigma_{ij} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2} \quad (\text{A.8})$$

$$\Omega_{D,ij} = \frac{1.06036}{T^{*0.15610}} + \frac{0.19300}{\exp(0.47635T^*)} + \frac{1.03587}{\exp(1.52996T^*)} + \frac{1.76474}{\exp(3.89411T^*)} \quad (\text{A.9})$$

$$T^* = \frac{kT}{\varepsilon_{ij}} \quad (\text{A.10})$$

$$\varepsilon_{ij} = \sqrt{\varepsilon_i \varepsilon_j} \quad (\text{A.11})$$

計算で使用した各化学種の分子量と Lennard-Jones パラメータを Table A.5 にまとめる。窒素中の酸素分子の物質拡散率の温度依存性を Figure A.2 に示す。また Roper の火炎長さの式で利用した物質拡散率の温度依存性に関する経験式を用いた計算結果も Figure A.2 に示す。

### A.3 混合気体の物性値の推定

混合気体の物性値の算出方法は下記の通りである。

#### A.3.1 密度

$$\rho_m = \sum (X_i \rho_i) \quad (\text{A.12})$$

#### A.3.2 比熱

$$c_{p,m} = \sum (Y_i c_{p,i}) \quad (\text{A.13})$$

### A.3.3 粘性係数と熱伝導率

混合気体の粘性係数と熱伝導率は Chapman-Enskog 理論を基に同じ式で推定することができる。そのため、次式は粘性係数の記号を用いて表されているが熱伝導率の場合も同様にして算出可能である[205].

$$\mu_m = \sum_{i=1}^N \frac{X_i \mu_i}{\sum_{j=1}^N X_j \Phi_{ij}} \quad (\text{A.14})$$

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{MW_i}{MW_j} \right)^{-1/2} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left( \frac{MW_j}{MW_i} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (\text{A.15})$$

### A.3.4 物質拡散率

混合気中における化学種 $k$ の物質拡散率は次式から推定することができる[205].

$$D_{k-mix} = \frac{1 - X_k}{\sum_{i=1(\neq k)}^N X_i / D_{k-i}} \quad (\text{A.16})$$

Table A.2 Coefficients for specific heat [A unit of  $c_p^0$  is J/(mol·K)] [203].

<b>CO<sub>2</sub></b>				
Temperature range	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
200.0-1000.0	4.943650540E+04	-6.264116010E+02	5.301725240E+00	2.503813816E-03
1000.0-6000.0	1.176962419E+05	-1.788791477E+03	8.291523190E+00	-9.223156780E-05
Temperature range	$a_5$	$a_6$	$a_7$	
200.0-1000.0	-2.127308728E-07	-7.689988780E-10	2.849677801E-13	
1000.0-6000.0	4.863676880E-09	-1.891053312E-12	6.330036590E-16	
<b>C<sub>2</sub>H<sub>4</sub></b>				
Temperature range	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
200.0-1000.0	-1.163605836E+05	2.554851510E+03	-1.609746428E+01	6.625779320E-02
1000.0-6000.0	3.408763670E+06	-1.374847903E+04	2.365898074E+01	-2.423804419E-03
Temperature range	$a_5$	$a_6$	$a_7$	
200.0-1000.0	-7.885081860E-05	5.125224820E-08	-1.370340031E-11	
1000.0-6000.0	4.431395660E-07	-4.352683390E-11	1.775410633E-15	
<b>H<sub>2</sub>O</b>				
Temperature range	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
200.0-1000.0	-3.947960830E+04	5.755731020E+02	9.317826530E-01	7.222712860E-03
1000.0-6000.0	1.034972096E+06	-2.412698562E+03	4.646110780E+00	2.291998307E-03
Temperature range	$a_5$	$a_6$	$a_7$	
200.0-1000.0	-7.342557370E-06	4.955043490E-09	-1.336933246E-12	
1000.0-6000.0	-6.836830480E-07	9.426468930E-11	-4.822380530E-15	
<b>N<sub>2</sub></b>				
Temperature range	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
200.0-1000.0	2.210371497E+04	-3.818461820E+02	6.082738360E+00	-8.530914410E-03
1000.0-6000.0	5.877124060E+05	-2.239249073E+03	6.066949220E+00	-6.139685500E-04
Temperature range	$a_5$	$a_6$	$a_7$	
200.0-1000.0	1.384646189E-05	-9.625793620E-09	2.519705809E-12	
1000.0-6000.0	1.491806679E-07	-1.923105485E-11	1.061954386E-15	
<b>O<sub>2</sub></b>				
Temperature range	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
200.0-1000.0	-3.425563420E+04	4.847000970E+02	1.119010961E+00	4.293889240E-03
1000.0-6000.0	-1.037939022E+06	2.344830282E+03	1.819732036E+00	1.267847582E-03
Temperature range	$a_5$	$a_6$	$a_7$	
200.0-1000.0	-6.836300520E-07	-2.023372700E-09	1.039040018E-12	
1000.0-6000.0	-2.188067988E-07	2.053719572E-11	-8.193467050E-16	

Table A.3 Coefficients for viscosity [A unit of  $\eta$  is  $\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}) \times 10^{-6}$ ] [204].

Species	Temperature range		Coefficients			
	Lowest	Highest	A	B	C	D
CO <sub>2</sub>	300.0	1000.0	0.51137258	-229.51321	13710.678	2.7075538
	1000.0	5000.0	0.63978285	-42.637076	-15522.605	1.6628843
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	200.0	1000.0	0.59136053	-140.88938	3001.2800	1.7018932
	1000.0	5000.0	0.66000894	39.114999	-52676.489	1.1033601
H <sub>2</sub> O	373.2	1075.0	0.49966928	-697.84297	88274.722	3.0878979
	1075.0	5000.0	0.58963330	-538.75152	54745.230	2.3409644
N <sub>2</sub>	200.0	1000.0	0.62526577	-31.779652	-1640.7983	1.7454992
	1000.0	5000.0	0.87395209	561.52222	-173948.09	-0.39335958
O <sub>2</sub>	200.0	1000.0	0.60916180	-52.244847	-599.74009	2.0410801
	1000.0	5000.0	0.72216486	175.50839	-57974.816	1.0901044

Table A.4 Coefficients for conductivity [A unit of  $\lambda$  is  $\text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K}) \times 10^{-6}$ ] [204].

Species	Temperature range		Coefficients			
	Lowest	Highest	A	B	C	D
CO <sub>2</sub>	300.0	1000.0	0.51435424	-474.44626	31295.930	3.4128739
	1000.0	5000.0	0.67510355	-112.83945	-69132.618	2.0412787
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	200.0	1000.0	0.24736650	-1058.9987	89911.568	6.4456092
	1000.0	5000.0	0.51616035	-924.86351	157238.87	4.3873845
H <sub>2</sub> O	373.2	1075.0	1.1322991	-512.13867	99913.498	-0.52900911
	1075.0	5000.0	0.50036257	-1719.4289	387590.61	4.7558670
N <sub>2</sub>	200.0	1000.0	0.85372829	105.18665	-12299.753	0.48299104
	1000.0	5000.0	0.88506520	134.69656	-11386.420	0.23610008
O <sub>2</sub>	200.0	1000.0	0.77238828	6.9293259	-5900.8518	1.2202965
	1000.0	5000.0	0.90875998	289.86028	-79180.433	0.068622859

Table A.5 Molecular weight and Lennard-Jones parameters [206].

Species	Molecular weight, $MW$ [g/mol]	Lennard-Jones collision diameter, $\sigma$ [Å]	Lennard-Jones well depth, $k/\epsilon$ [K]
CO <sub>2</sub>	44.0095	3.763	244.
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28.0532	3.971	280.8
H <sub>2</sub> O	18.0153	2.605	572.4
N <sub>2</sub>	28.0134	3.621	97.53
O <sub>2</sub>	31.9988	3.458	107.4

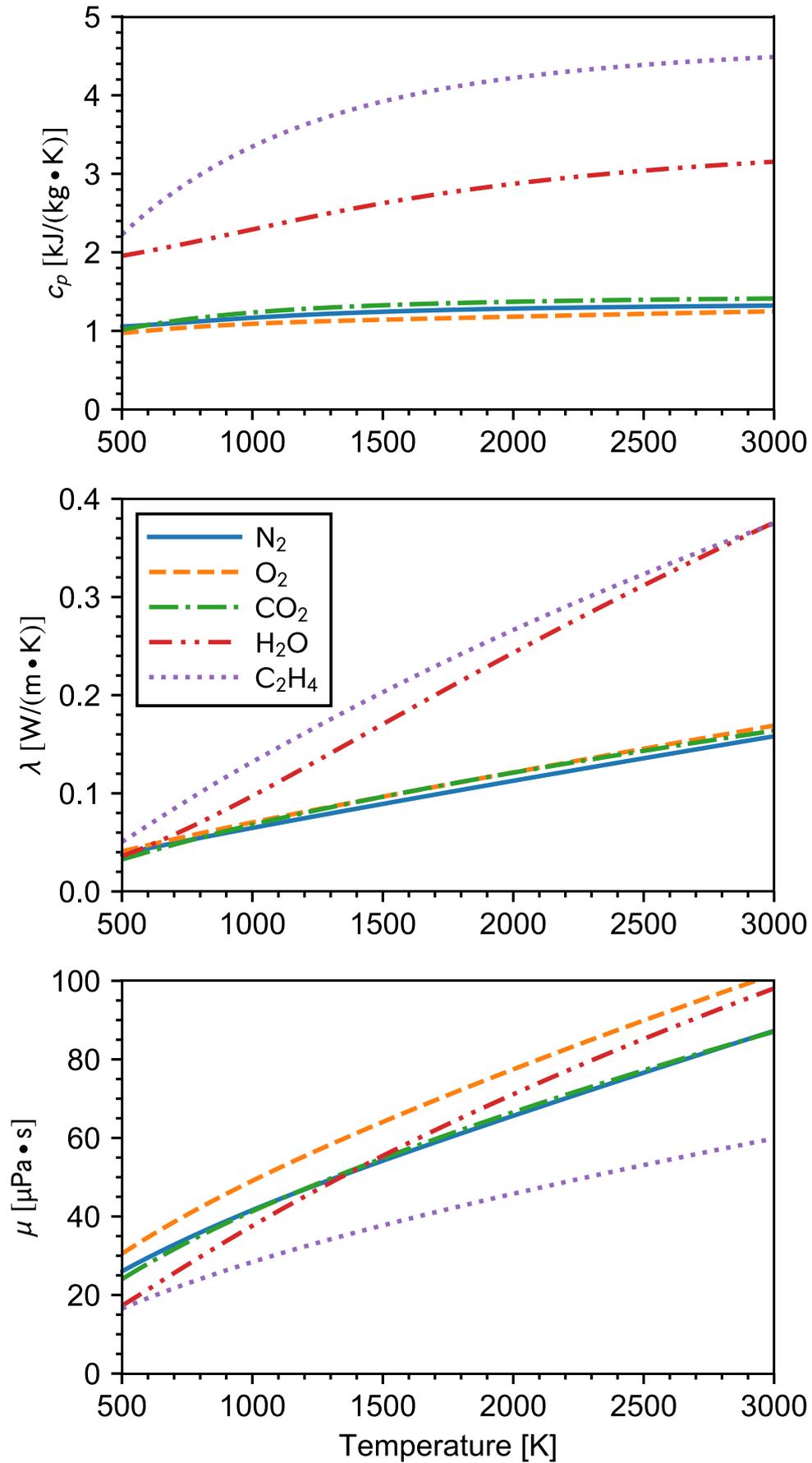


Figure A.1 Specific heat, thermal conductivity, viscosity of each species.

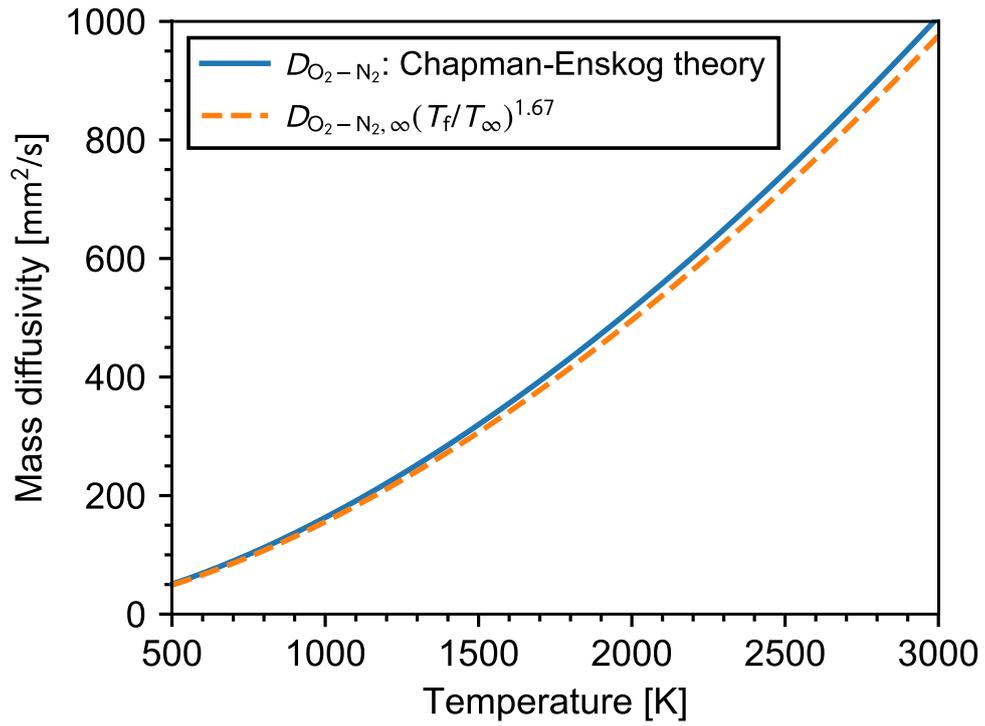
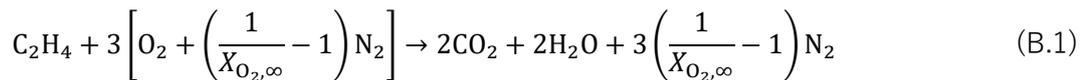


Figure A.2 Binary mass diffusivity of oxygen in nitrogen. Comparison between Chapman-Enskog theory and empirical function used in Roper model.

## 付録B 断熱火炎温度の計算方法

解析において火炎温度は、被覆材料の諸物性値を利用して化学平衡計算から求まる断熱火炎温度の値を用いた。断熱火炎温度の算出は Gordon と McBride らによって開発された化学平衡計算プログラム NASA-CEA2[207]を利用した。また NASA-CEA2 は Python で実装し、任意の条件における断熱火炎温度を算出できるようにした。NASA-CEA2 で化学平衡計算を計算するには、対象とする化学種の化学組成と標準生成エンタルピーが分かれば良いので容易に断熱火炎温度を算出することができる。

本研究では被覆材料に LDPE を使用した。そのため、熱分解ガスを  $C_2H_4$  と仮定して熱分解ガスの標準生成エンタルピーを算出した。まず  $C_2H_4$  が完全燃焼するとして次式の総括反応を定義する。



標準燃焼エンタルピー  $-\Delta_c h^0$  と、標準生成エンタルピー  $-\Delta_f h^0$  の関係は次式で表される。

$$\Delta_c h^0 = \sum_{\text{prod}} (n_i \Delta_f h_i^0) - \sum_{\text{react}} (n_i \Delta_f h_i^0) \quad (B.2)$$

すなわち、仮想した熱分解ガスの  $\Delta_f h^0$  は次式から算出することができる。

$$\Delta_f h^0 = \sum_{\text{prod}} (n_i \Delta_f h_i^0) - \Delta_c h^0 \quad (B.3)$$

Table B.1 に示す各化学種の  $\Delta_f h^0$  と LDPE の燃焼熱を用いて熱分解ガスの  $\Delta_f h^0$  を算出した。

$$\begin{aligned} \Delta_f h^0 &= [2 \times \Delta_f h_{CO_2}^0 + 2 \times \Delta_f h_{H_2O}^0] - [MW_{C_2H_4} \times (-\Delta_c h_{LDPE})] \\ &= [2 \times (-393.522) + 2 \times (-241.83)] - [28.0532 \times (-46.024)] = 20.416 \text{ kJ/mol} \end{aligned} \quad (B.4)$$

以上より熱分解ガスの組成式を  $C_2H_4$ 、標準生成エンタルピーを 20.416 kJ/mol とし断熱火炎温度を算出した。希釈ガスを窒素として酸素濃度を変数としたときの計算結果を Figure B.1 に示す。上図が断熱火炎温度と酸素濃度の関係で下図はそのときの化学平衡組成を示す。火炎温度が上昇すると、 $CO_2$  や  $H_2O$  の逆反応（熱解離）が起こり、その結果火炎温度が酸素濃度に対して非線形な傾向を示していることがわかる。

Table B.1 Enthalpy of formation of species [203].

Species	Enthalpy of formation, $\Delta_f h_i^0$ [kJ/mol]
CO <sub>2</sub>	-393.522
H <sub>2</sub> O (g)	-241.83
O <sub>2</sub>	0
N <sub>2</sub>	0

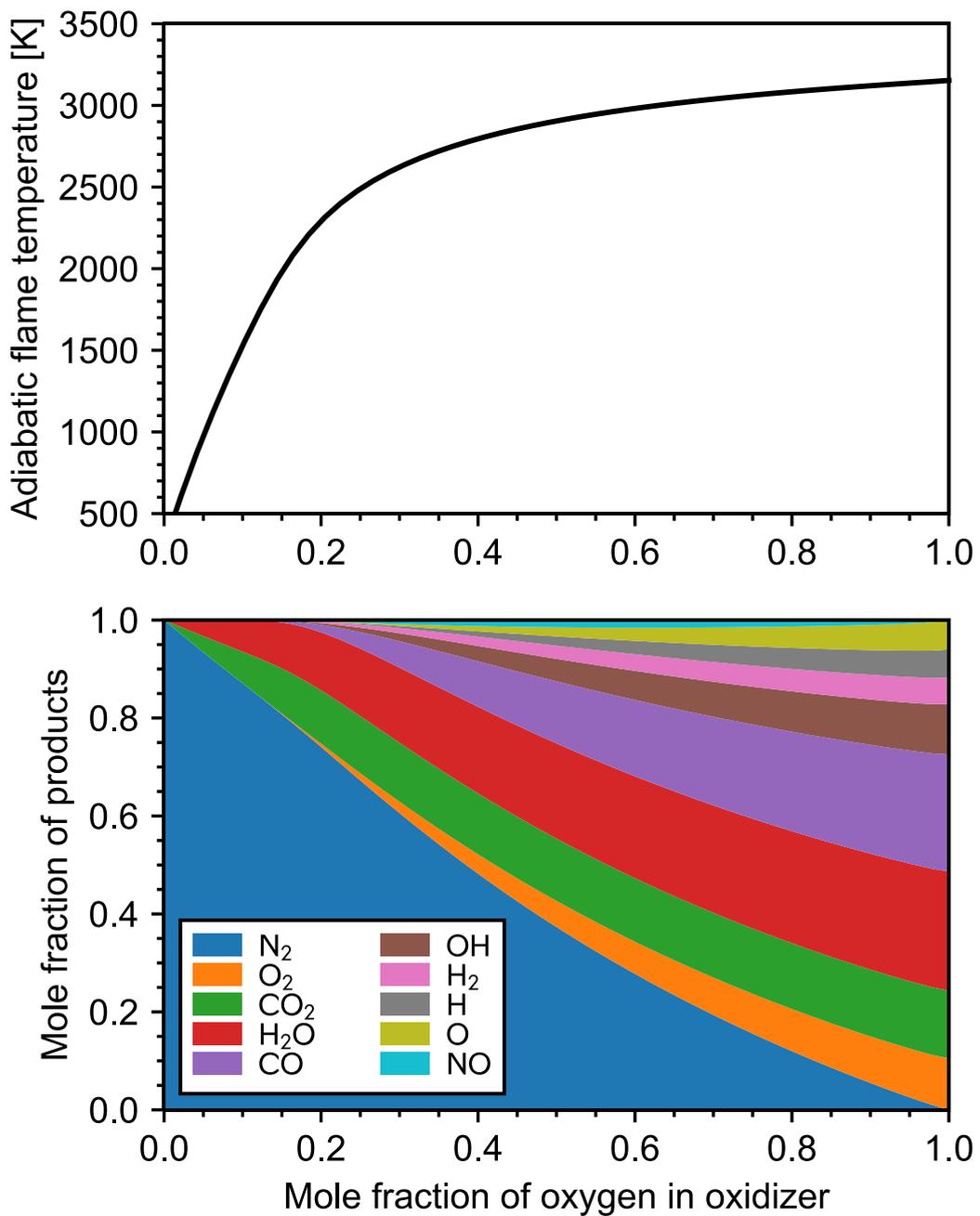


Figure B.1 (a) Adiabatic flame temperature as a function of mole fraction of oxygen in oxidizer. (b) Combustion products at equilibrium state.  $T_\infty=298$  K,  $p=1$  atm, diluent is N<sub>2</sub>.

## 付録C 燃え拡がり速度の式の数値的解法

燃え拡がり速度の非線形方程式から固有値を算出する求根アルゴリズムを Figure C.1 に示す。5.3 節で紹介したように本研究で導出した燃え拡がり速度の非線形方程式は、一つの入力を与えら

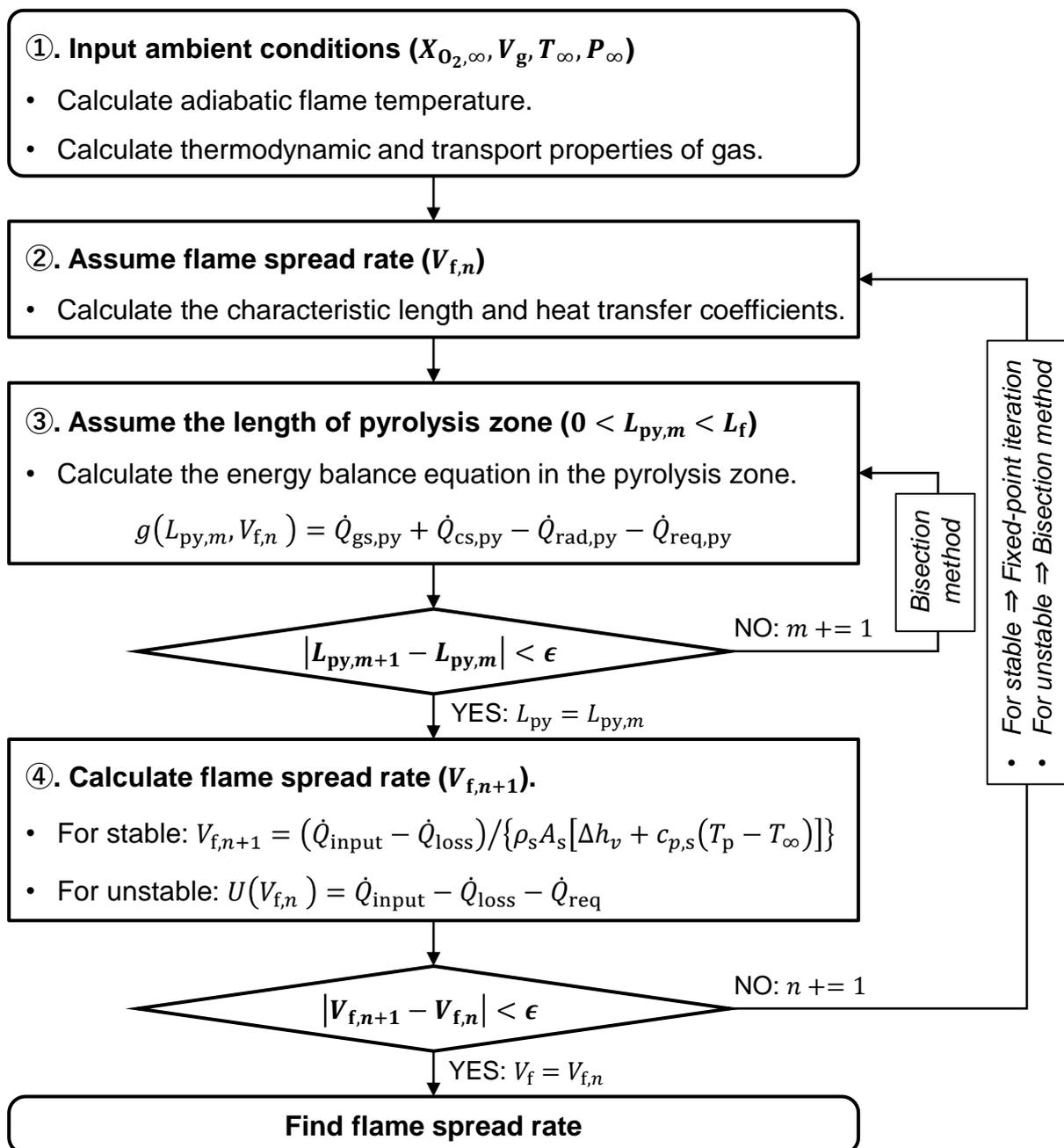


Figure C.1 Flowchart diagram of the iterative calculation to compute steady solutions.

れたときに二つの固有値を得る二価関数である。それぞれの固有値の物理的安定性を考えると、大きな解はアトラクター (Attractor) であり、小さな解はリペラー (Repeller) であることが明らかになった。そこで、大きな解を数値的に算出する際には不動点反復法を用い、小さな解を算出する際は二分法を用いて算出した。Figure C.2 に様々な初期値を取った不動点反復法の様子を示す。計算条件は心線が銅、酸素濃度 17vol.%, 周囲流速 25 cm/s である。初期値が小さな解よりも大きければ計算結果が必ず大きな解に収束することがわかる。一方、初期条件を小さな解よりも小さく設定すると解が負に発散することがわかる。そのため、不動点反復法で解を算出する際には初期値の設定に注意する必要がある。不安定解を求める際の二分法は、安定解の燃え拡がり速度と不安定解よりも小さいと想定される燃え拡がり速度 ( $10^{-3}\sim 10^{-6}$  mm/s) を初期値に設定して計算を行った。

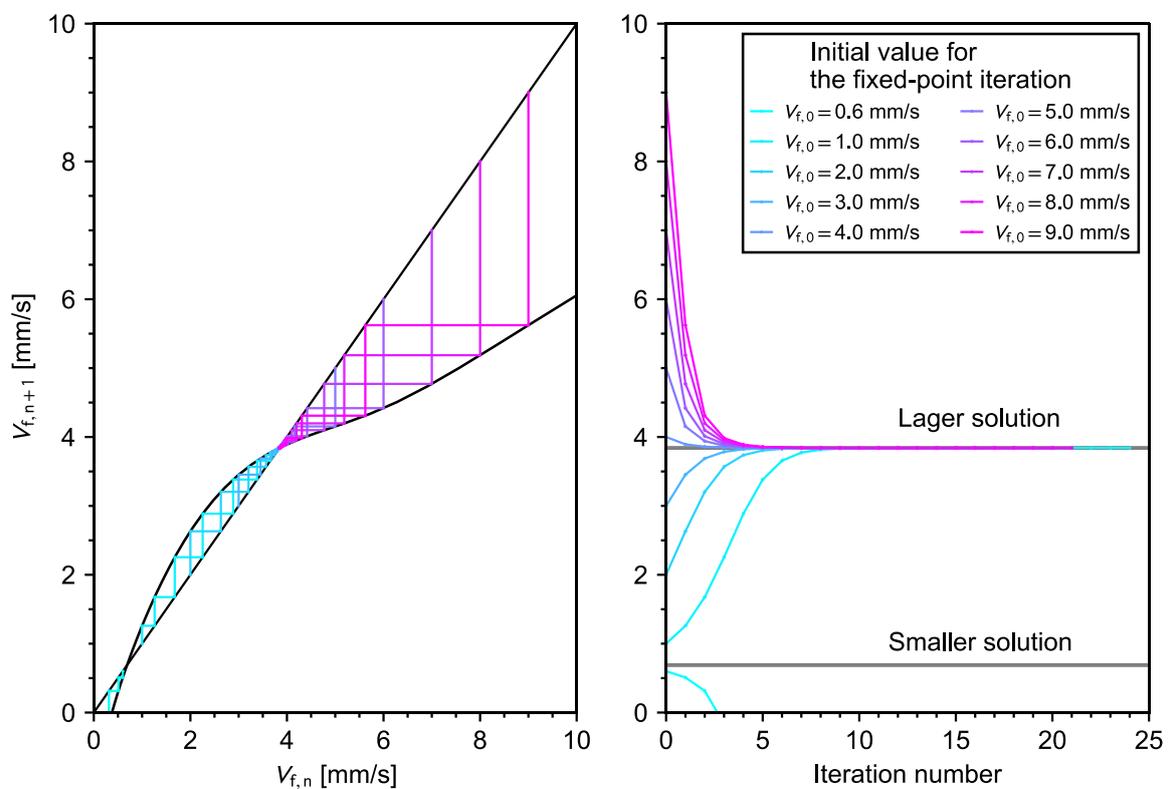


Figure C.2 Fixed point iteration using different initial flame spread rate. Cu wire, 17vol.% O<sub>2</sub> concentration, 25 cm/s flow velocity.

## 付録D 反応パラメータと熱損失係数

火炎温度（気相から固体表面への入熱項）の補正係数 $\Omega$ は次式のように定義した。

$$\Omega = 1 - \frac{1}{Da} - H, \quad 0 \leq \Omega \leq 1 \quad (\text{D.1})$$

ここで、 $Da$ と $H$ は次式の通りである。

$$Da = \frac{\alpha_g \rho_g Y_{O_2, \infty} A e^{-E/(RT_f)}}{V_r^2}, \quad H = \frac{h \lambda_g}{(\rho_g c_{p,g} V_r)^2} \quad (\text{D.2})$$

本研究では、反応パラメータ $A$ 、 $E$ と熱損失係数 $h$ を未知数と定義して、実験で計測された LOC の値を用いて経験的に算出した。未知数が三つであるため、周囲流速が異なる三条件での LOC がわかればよい。これら値を決定するための燃焼試験方法が FLARE プロジェクトで提案する固体材料の難燃性評価試験に相当する。5.4 節で論じたように本研究で導出した燃え拡がり速度の式を用いて解の存在可否を判定することで、消炎条件を理論的に予測することができる。そこで本研究では、三つの実験条件において、 $\Omega$ を変数として燃え拡がり速度の式を解析し、それぞれの実験条件で解が存在しなくなる（分岐点の近似解に相当する） $\Omega$ の値を算出することで、三つの未知数を連立方程式から算出した。 $\Omega$ の値を決定するための計算アルゴリズムを Figure D.1 に示す。

このとき、 $\Omega$ を算出する際に使用した三つの実験条件は下記のとおりである。

- I. Takahashi らの微小重力実験[160]で取得された最も周囲流速が小さい条件における LDPE 被覆の銅線試料の LOC.
- II. ISO4589-2 に規定される酸素指数法[53]に従って取得した地上場の下方燃え拡がりにおける LOC（または Oxygen Index, OI）.このとき試験領域には 4 cm/s の強制流速を与えているが、流れ場は火炎近傍の自然対流に支配されるとし、Marcum らの先行研究[51]を参考に自然対流によって 25 cm/s の浮力流れが誘起されるものとする。
- III. 燃え拡がり火炎近傍の流れ場が強制対流によって支配されることができると考えることができる地上場の高流速雰囲気取得された LOC（または, High-flow Oxygen Index, HOI）. 本研究では Takahashi らの薄いシート状試料に関する先行研究[126,127]を参考に試験領域に 80 cm/s の強制流速を与えたときの LOC を使用した。

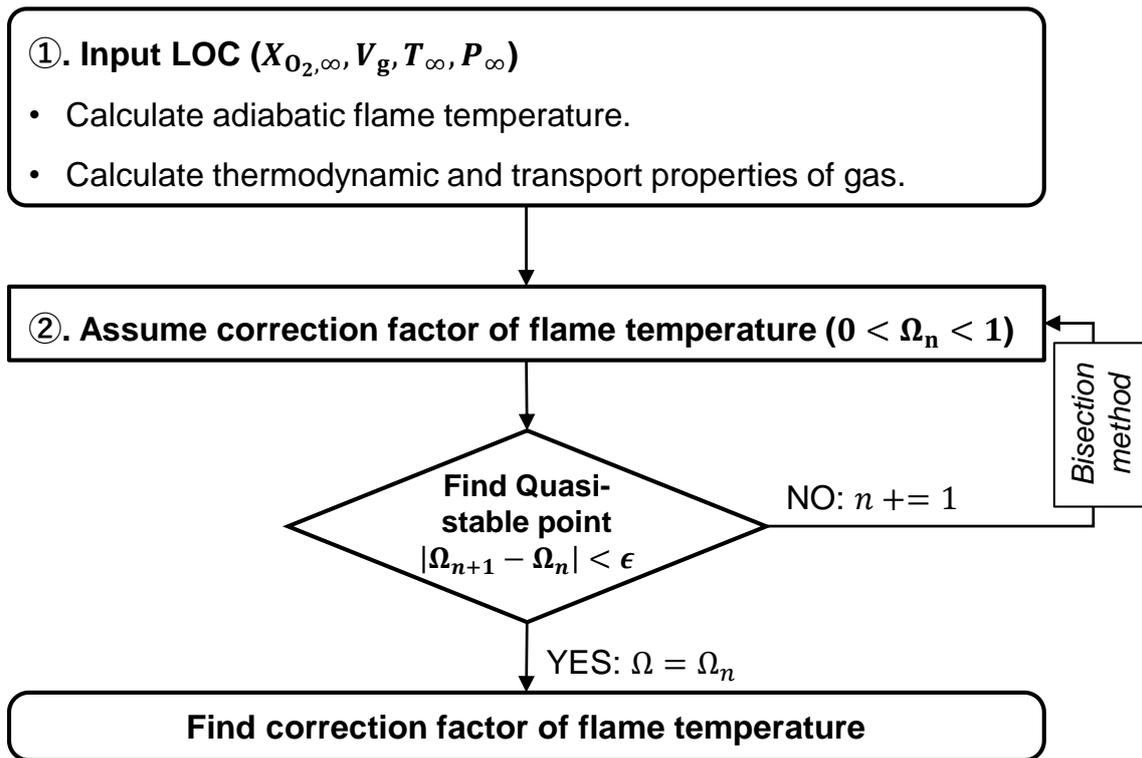


Figure D.1 Flowchart diagram of the iterative calculation to compute correction factor of flame temperature which provide quasi-stable point for measured extinction condition.

なお、5.2節で紹介したように熱損失係数 $h$ に関しては銅線とニクロム線試料で同じ値を用いた。したがって、まず銅線試料について三つの未知数を決定し、このとき算出された $h$ の値を用いてニクロム線試料の $A$ と $E$ を決定した。そして本研究では、上記のIIIにおいて強制流速が80 cm/s以外の条件のHOIの取得も行い解析手法の妥当性を検証した。HOIの流速条件を変えた際に算出される銅線とニクロム線試料の反応パラメータの値をFigure D.2に示す。図からわかるように、強制流速が80 cm/sを上回ると経験的に算出された反応パラメータが一定値に収束するような傾向を確認した。これは強制流速が80 cm/sよりも小さい条件では火炎近傍の流れ場において浮力流れの影響が無視できないため、燃え拡がりに影響する実質流速と強制流速に差異が生じたことが原因であると考えられる。したがって、強制流速が80 cm/sの条件で取得されたHOIを用いて経験的な反応パラメータを算出することは妥当であると言える。

次に上記の解析で決定した $A$ 、 $E$ 、 $h$ の値を用いて計算した、 $\Omega$ と周囲流速の関係をFigure D.3に示す。それに加えて、 $\Omega$ を用いた入熱項の補正の様子を模擬的に確認するために、次式のような断熱火炎温度 $T_{f,ad}$ と有効火炎温度 $T_{f,eff}$ の関係式を定義して、 $T_{f,eff}$ と周囲流速の関係もFigure D.3に示す。

$$\dot{q}_{i,eff} = \Omega h_i (T_{f,ad} - T_p) = h_i (T_{f,eff} - T_p) : \Rightarrow T_{f,eff} = T_p + \Omega (T_{f,ad} - T_p) \quad (D.3)$$

なおFigure D.3には銅とニクロムの場合の計算結果と酸素濃度が17, 19, 21vol.%のときの計算結果を示している。 $\Omega$ は流速に対して上に凸の傾向を示すことがわかる。これは低流速側では熱損失パラメータ( $H$ )が大きくなり高流速側ではDamköhler数( $Da$ )が小さくなることによって $\Omega$ の変

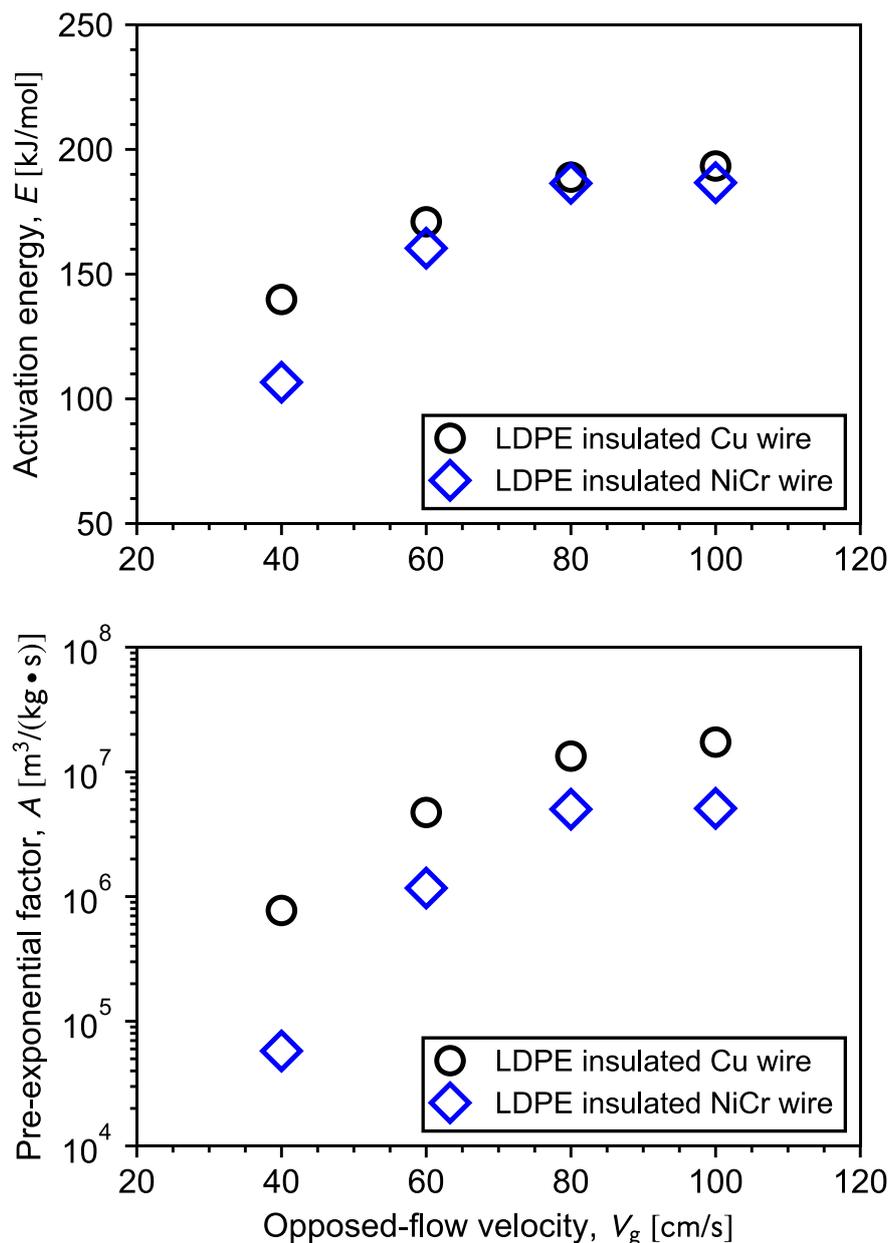


Figure D.2 Effect of forced flow velocity of HOI on the empirical reaction parameters.

化が支配されることによる。また酸素濃度が低下すると $\Omega$ の最大値が低流速側に移動していることがわかる。これは $H$ と $Da$ に対する酸素濃度の影響が異なることが原因であり、酸素濃度が低下すると Damköhler 数に含まれる化学反応速度に関する係数が小さくなることで、Damköhler 数の影響がより低流速条件に入り込むようになるためである。ここで $\Omega$ の妥当性を確認するために、Marutaらの先行研究[197]で一次元対向流拡散火炎を対象に行われた数値解析から得られた最高火炎温度と火炎伸長率の関係を Figure D.4 に示す。なお数値計算ではバーナー出口間距離は 8 cm に固定し、酸化剤は空気、燃料はメタンと窒素の混合気としている。本研究で算出した $T_{f,eff}$ と周囲流速の関係が、一次元対向流拡散火炎における最高火炎温度と火炎伸長率の関係に対応していることがわかる。このことから定性的ではあるが $\Omega$ を用いて火炎温度に対する周囲流速の影響を評価することは妥当であるといえる。

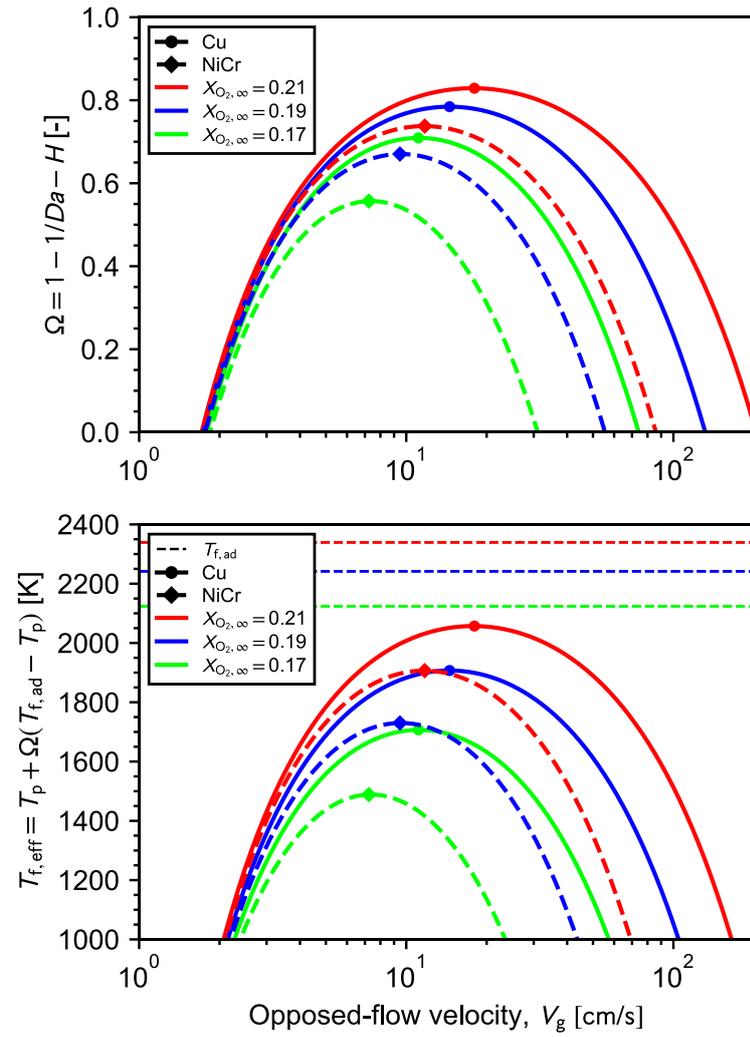


Figure D.4 Left: Effect of flow velocity on the correction factor of adiabatic flame temperature,  $\Omega$ . Right: Effective flame temperature modified with  $\Omega$  as a function of flow velocity.

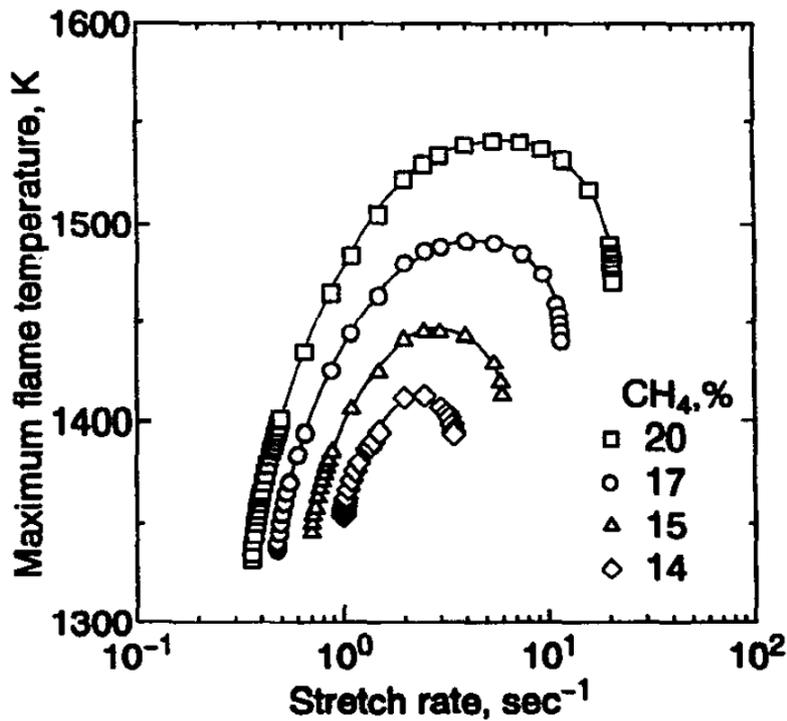


Figure D.3 Relation between maximum flame temperature and stretch rate for various fuel concentrations. Reproduced from Maruta et al. (1998).

# 付録E 撮影した燃え広がり火炎の追跡：GUI の機能と操作

2.5 節で紹介した動画解析プログラムの GUI 機能について説明する。GUI の実装は Python に標準装備されている Tkinter を利用した。プログラムを実行すると Figure E.1 に示す画面が現れる。画面内に 1 から 10 まで番号付けをした枠内に配置した各ウィジェットの機能を Table E.1 にまとめる。解析を行う際の GUI の操作は下記のとおりである。

- ① 「1. File Path」に、動画ファイルが保存されているディレクトリ、解析結果を保存したいディレクトリ、動画ファイル名を入力する。
- ② 「A. Update File Path」と書かれた黄色のボタンを左クリックして動画ファイルを読み込む。動画ファイルが正常に読み込まれると、動画ファイルの一枚目の画像が「10. Processed results」表示される。読み込みに失敗するとエラーの内容が「9. Comments」に表示される。

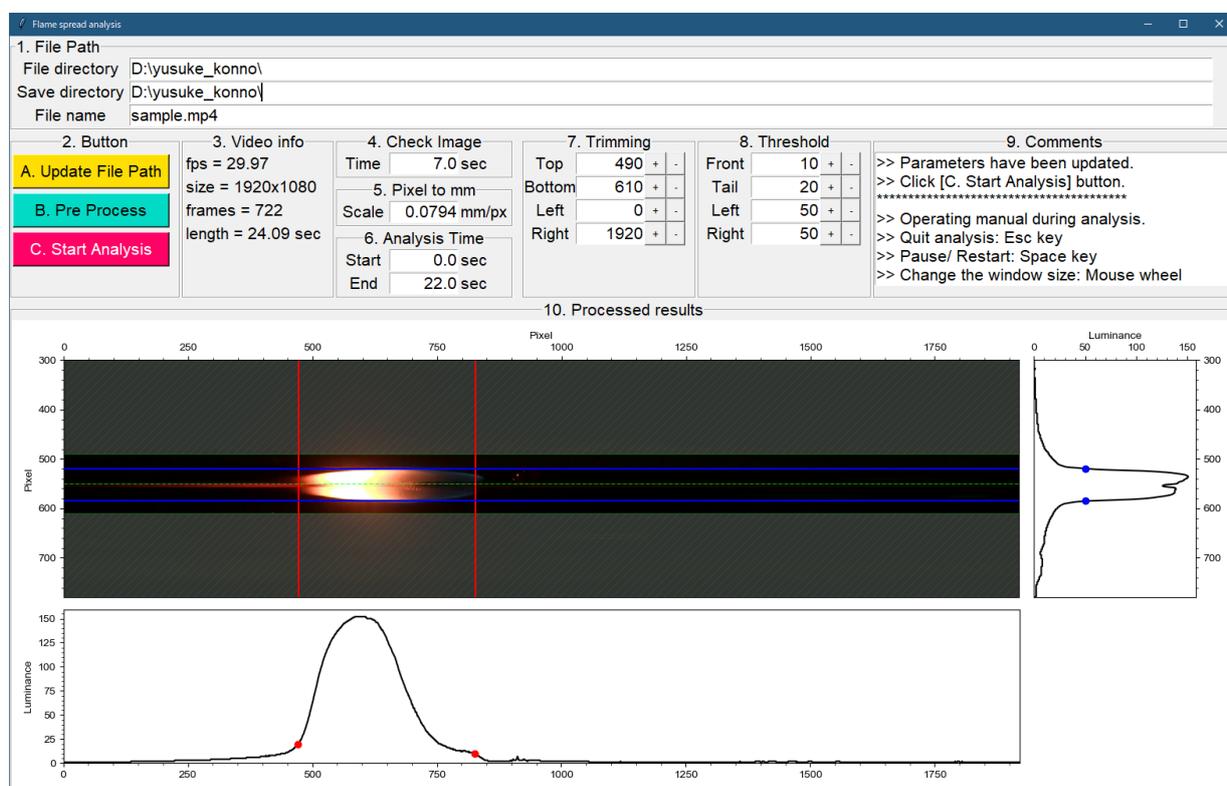


Figure E.1 The window of GUI for video analysis.

Table E.1 Functional descriptions of each widget in the GUI window.

<b>1. File Path</b>	解析したい動画ファイルが保存されているディレクトリの指定. 解析結果を保存先ディレクトリの指定. 解析したい動画ファイル名の指定.
<b>2. Button</b>	A. Update File Path : 動画ファイルとディレクトリの更新. B. Pre-Process : 指定した時刻における処理結果の確認. C. Start Analysis : 動画処理の開始.
<b>3. Video info</b>	動画ファイルの情報. 黄色の[A. Update File Path]ボタンを左クリックして正常に動画ファイルが読み込まれると、情報が更新される.
<b>4. Check Image</b>	動画ファイルで解析結果を確認したい時刻を指定. 水色の[B. Pre Process]ボタンを左クリックすると画像が更新される.
<b>5. Pixel to mm</b>	pixel 単位から mm 単位に変換するためのスケールパラメータの指定. 撮影された画像のスケールがわかるように等間隔に配置された格子などを撮影してスケールパラメータを別途取得しておく.
<b>6. Analysis Time</b>	動画ファイルの解析開始時刻と解析終了時刻の指定.
<b>7. Trimming</b>	解析領域の指定. 水色の[B. Pre Process]ボタンを左クリックすると結果が更新される.
<b>8. Threshold</b>	火炎のエッジを検出するための閾値の指定. 水色の[B. Pre Process]ボタンを左クリックすると結果が更新される.
<b>9. Comments</b>	GUI 操作方法のガイドとエラー内容が表示される.
<b>10. Processed results</b>	動画解析の結果が表示される.

- ③ 「5. Pixel to mm」にピクセルから mm のスケールに変更するためのパラメータを入力する。この値は実験時に別途取得する必要がある。
- ④ 「6. Analysis Time」に解析開始時刻と解析終了時刻を入力する。動画ファイル範囲外の値を入力すると、すべてのフレームの解析が実施される。
- ⑤ 「7. Trimming」と「8. Threshold」の値を入力する。
- ⑥ 「B. Pre-Process」と書かれた水色のボタンを左クリックすると、「4. Check Image」で指

定した時刻における画像解析の結果が「10. Processed results」に表示される。このとき Pre-Process を繰り返して閾値を最適化する。

- ⑦ パラメータの最適化が完了したら、「C. Start Analysis」と書かれた赤色のボタンを左クリックして動画解析を始める。別ウィンドウが現れて、解析が進行してゆく様子を確認できる。このとき処理を中断したい場合は、Esc キーを押すか別ウィンドウの閉じるボタンを左クリックする。またスペースキーを押すと処理の一時中止と再開をすることができる。
- ⑧ 処理がすべて終了すると、Figure 2.5 に示したグラフの.png ファイルと解析結果が出力された.csv ファイルが、①で指定したディレクトリに自動保存される。

解析終了後に自動保存される.csv ファイルの中身を Figure E.2 に示す。赤枠で囲まれた①の領域に燃え拡がり速度（火炎先端位置の時間履歴を線形近似したときの傾き）、火炎長さ、火炎半径の平均値、それぞれの誤差と計算に利用したデータ数が出力される。青枠で囲まれた②の領域に GUI に入力した引数が出力される。緑の枠で囲まれた③の領域に火炎先端位置と、後端位置、左側の半径位置、右側の半径位置の時間履歴が出力される。このとき単位は秒と mm である。ピンクの枠で囲まれた④の領域には①と③に出力されたデータを解析する際に使用した生データが出力される。

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
1	ITEM	DATA	t [s]	x_f [mm]	x_t [mm]	r_l [mm]	r_r [mm]	frame	x_f [px]	x_t [px]	r_l [px]	r_r [px]
2	Vf_ave (mm/s)	5.505796798	0.033367	25.8844	0	11.2748	6.0344	1	326	0	142	76
3	R2	0.999268912	0.066733	26.1226	0	11.2748	6.0344	2	329	0	142	76
4	Lf_ave (mm)	25.89982215	0.1001	26.3608	0	11.3542	6.0344	3	332	0	143	76
5	Lf_std	1.384106885	0.133467	26.5196	0	11.3542	6.0344	4	334	0	143	76
6	rf_ave (mm)	2.683454932	0.166833	26.7578	0	11.3542	5.955	5	337	0	143	75
7	rf_std	0.052694574	0.2002	26.7578	0	11.3542	6.0344	6	337	0	143	76
8	data num	659	0.233567	27.0754	0	11.2748	6.0344	7	341	0	142	76
9			0.266933	27.2342	0.5558	11.2748	6.0344	8	343	7	142	76
10	Variable & Argument used in the analysis		0.3003	27.393	0.5558	11.3542	6.0344	9	345	7	143	76
11	start (sec)	0	0.333667	27.6312	0.5558	11.2748	6.0344	10	348	6	142	76
12	end (sec)	22	0.367033	27.8694	0.5558	11.3542	5.955	11	351	1	143	75
13	mm/pixel	0.0794	0.4004	28.187	0.5558	11.3542	5.955	12	355	3	143	75
14	fps	29.97002997	0.433767	28.3458	1.191	11.3542	6.0344	13	357	15	143	76
15	y_top (pixel)	493	0.467133	28.2664	1.191	11.2748	5.955	14	356	15	142	75
16	y_bottom (pixel)	613	0.5005	28.7428	1.3498	11.3542	5.955	15	362	17	143	75
17	x_left (pixel)	0	0.533867	28.9016	1.3498	11.3542	5.955	16	364	17	143	75
18	x_right (pixel)	1920	0.567233	28.981	1.7468	11.3542	5.955	17	365	22	143	75
19	threshold_front	15	0.6006	29.2192	2.0644	11.3542	5.955	18	368	26	143	75
20	threshold_tail	40	0.633967	29.2986	1.6674	11.3542	5.955	19	369	21	143	75
21	threshold_left	50	0.667333	29.5368	2.382	11.3542	5.955	20	372	30	143	75
22	threshold_right	50	0.7007	29.6162	2.1438	11.3542	5.955	21	373	27	143	75

Figure E.2 An output file. The analysis results and the variables and arguments used in the analysis are automatically saved as a .csv file.

## 参考文献

- [1] National Aeronautics and Space Administration, NASA and International Partners Sign Artemis Accords, NASA Image and Video Library, [images.nasa.gov/details-NHQ\\_2020\\_1013\\_IACsigning](https://images.nasa.gov/details-NHQ_2020_1013_IACsigning), 2020.
- [2] National Aeronautics and Space Administration, NASA's Lunar Exploration Program Overview, [nasa.gov/specials/artemis](https://nasa.gov/specials/artemis), (2020).
- [3] 宇宙開発利用課, 文部科学省研究開発局, 宇宙利用推進室, 宇宙開発利用部会 国際宇宙ステーション・国際宇宙探査小委員会 (第36回) 会議資料: 月探査協力に関する文部科学省と米航空宇宙局の共同宣言について, [mext.go.jp/kaigisiryu/mext\\_00095.html](https://mext.go.jp/kaigisiryu/mext_00095.html), 2020.
- [4] 宇宙開発利用課, 文部科学省研究開発局, 宇宙利用推進室, 宇宙開発利用部会 国際宇宙ステーション・国際宇宙探査小委員会 (第39回) 会議資料: 国際宇宙探査及びISSを含む地球低軌道を巡る最近の動向, [mext.go.jp/kaigisiryu/mext\\_00133.html](https://mext.go.jp/kaigisiryu/mext_00133.html), 2020.
- [5] T. Fukatsu, S. Takada, N. Takeuchi, Risk and risk management for manned space system (risk and riskmanagement), *J. Reliab. Eng. Assoc. Japan.* 29 (1) (2007) 40–47.
- [6] R. Friedman, K.R. Sacksteder, D.L. Urban, Risks, designs, and research for fire safety in spacecraft, NASA Technical Memorandum, [ntrs.nasa.gov/citations/19920004363](https://ntrs.nasa.gov/citations/19920004363), (2013).
- [7] National Aeronautics and Space Administration, NASA Technology Roadmaps TA 6: Human Health, Life Support, and Habitation Systems, [nasa.gov/offices/oct/home/roadmaps/index.html](https://nasa.gov/offices/oct/home/roadmaps/index.html), 2015.
- [8] G. Ruff, D. Urban, Demonstration of Spacecraft Fire Safety Technology, in: 42nd Int. Conf. Environ. Syst., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2012: p. 3510.
- [9] G.P. Miller, Investigation Into Apollo 204 Accident - Hearings Before the Subcommittee on NASA Oversight of the Committee on Science and Astronautics U.S. House of Representatives Ninetieth Congress First Session (Volume I), Washington: U.S. Government Printing Office, 1967.
- [10] Charles River Editors, The Apollo 1 Disaster: The Controversial History and Legacy of the Fire that Caused One of NASA's Greatest Tragedies, Charles River Editors, 2015.
- [11] J. Lovell, J. Kluger, Apollo 13, Houghton Mifflin Harcourt, 2000.
- [12] D. Woods, J. Kempanen, A. Turhanov, L.J. Waugh, The Apollo 13 Flight Journal: Service Module Damage: A Photographic Analysis - Andy Saunders, The Apollo 13 Flight Journal, [history.nasa.gov/afj/ap13fj/a13-sm-damage.html](https://history.nasa.gov/afj/ap13fj/a13-sm-damage.html), (2020).

- [13] R. Howard, Apollo 13, Universal Pictures, United States, 1995.
- [14] R. Friedman, Risks and issues in fire safety on the Space Station, NASA Technical Memorandum, [ntrs.nasa.gov/citations/19940022933](https://ntrs.nasa.gov/citations/19940022933), (1994).
- [15] C. Morgan, Shuttle-Mir: The United States and Russia Share History's Highest Stage, [history.nasa.gov/SP-4225/](https://history.nasa.gov/SP-4225/), CreateSpace Independent Publishing Platform, 2012.
- [16] ディスカバリーチャンネル, 【宇宙】宇宙ステーション火災事故 | 宇宙ミッション・危機一髪, YouTube, [youtube/suemnlk2OJA](https://www.youtube.com/watch?v=suemnlk2OJA), Date Accessed: 2020.11.30, 2019.
- [17] 総務省消防庁, 令和元年版 消防白書, [fdma.go.jp/publication/hakusho/r1/47787.html](https://fdma.go.jp/publication/hakusho/r1/47787.html), 2019.
- [18] National Aeronautics and Space Administration, Flammability, offgassing, and compatibility requirements and test procedures, NASA-STD-6001B, (2011).
- [19] ISO/TS 16697:2012(E), Space systems — Safety and compatibility of materials — Method to determine the flammability thresholds of materials, (2012).
- [20] A.F. Osorio, C. Fernandez-Pello, D.L. Urban, G.A. Ruff, Limiting conditions for flame spread in fire resistant fabrics, *Proc. Combust. Inst.* 34 (2) (2013) 2691–2697.
- [21] A.F. Osorio, K. Mizutani, C. Fernandez-Pello, O. Fujita, Microgravity flammability limits of ETFE insulated wires exposed to external radiation, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2683–2689.
- [22] M. Thomsen, D.C. Murphy, C. Fernandez-pello, D.L. Urban, G.A. Ruff, Flame spread limits (LOC) of fire resistant fabrics, *Fire Saf. J.* 91 (2017) 259–265.
- [23] M. Thomsen, X. Huang, C. Fernandez-Pello, D.L. Urban, G.A. Ruff, Concurrent flame spread over externally heated Nomex under mixed convection flow, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 3801–3808.
- [24] K. Miyamoto, X. Huang, N. Hashimoto, O. Fujita, C. Fernandez-Pello, Limiting oxygen concentration (LOC) of burning polyethylene insulated wires under external radiation, *Fire Saf. J.* 86 (2016) 32–40.
- [25] Y. Konno, Y. Kobayashi, C. Fernandez-Pello, N. Hashimoto, S. Nakaya, M. Tsue, O. Fujita, Opposed-Flow Flame Spread and Extinction in Electric Wires: The Effects of Gravity, External Radiant Heat Flux, and Wire Characteristics on Wire Flammability, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 131–148.
- [26] G.E. Hartzell, Overview of combustion toxicology, *Toxicology.* 115 (1–3) (1996) 7–23.
- [27] ISO 14624-1:2003(E), Space systems — Safety and compatibility of materials — Part 1: Determination of upward flammability of materials, (2003).
- [28] ISO 14624-2:2003(E), Space systems — Safety and compatibility of materials — Part 2: Determination of flammability of electrical-wire insulation and accessory materials, (2003).
- [29] A. Hosogai, Y. Nakamura, Overview of Flammability Test for the International Space Station Program; Inherent Problems and Potential Improvements, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320406.
- [30] BBC NEWS, Nasa SpaceX crew return: Dragon capsule splashes down, [bbc.com/news/science-environment-53621102](https://www.bbc.com/news/science-environment-53621102). Date Accessed: 2020.11.30, (2020).

- [31] O. Fujita, Solid combustion research in microgravity as a basis of fire safety in space, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2487–2502.
- [32] O. Fujita, Research on Solid Material Flammability by using Short-term Microgravity Facility, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 31 (1) (2014) 31.
- [33] O. Fujita, Introduction of JAXA Priority Project FLARE utilizing ISS/“KIBO,” *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320402.
- [34] M. Kikuchi, Overview of the “Solid Combustion” Experiment and the Solid Combustion Experiment Module, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320407.
- [35] Y. Nakamura, A. Hosogai, A Classification of Flammability of Thermoplastic Materials in Space - Challenges to Utilize ISO4589-2 to Estimate the Flammability Limit under Reduced Gravity Environments-, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320405.
- [36] S. Takahashi, Prediction of Flammability Limit of Flat Materials in Microgravity Environments, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320403.
- [37] S. Nakaya, Y. Kobayashi, M. Tsue, Ignition Behaviors of Pyrolyzed Component and Air near the Lean Limit under Microgravity Condition Available from Parabolic Flights, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 32 (4) (2015) 320404.
- [38] L.K. Honda, P.D. Ronney, Effect of Ambient Atmosphere on Flame Spread at Microgravity, *Combust. Sci. Technol.* 133 (4–6) (1998) 267–291.
- [39] K.R. Sacksteder, J.S. Tien, Buoyant downward diffusion flame spread and extinction in partial-gravity accelerations, *Symp. Combust.* 25 (1) (1994) 1685–1692.
- [40] J.S. T'ien, The possibility of a reversal of material flammability ranking from normal gravity to microgravity, *Combust. Flame.* 80 (3–4) (1990) 355–357.
- [41] S.L. Olson, P. Ferkul, Evaluating Material Flammability in Microgravity and Martian Gravity Compared to the NASA Standard Normal Gravity Test, in: 42nd Int. Conf. Environ. Syst., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2012.
- [42] C.K. Law, G.M. Faeth, Opportunities and challenges of combustion in microgravity, *Prog. Energy Combust. Sci.* 20 (1) (1994) 65–113.
- [43] M. Kono, K. Ito, T. Nioka, T. Kadota, J. Sato, Current state of combustion research in microgravity, *Symp. Combust.* 26 (1) (1996) 1189–1199.
- [44] P.D. Ronney, Understanding combustion processes through microgravity research, *Symp. Combust.* 27 (2) (1998) 2485–2506.
- [45] G. Jomaas, J.L. Torero, C. Eigenbrod, J. Niehaus, S.L. Olson, P. V. Ferkul, G. Legros, A.C. Fernandez-Pello, A.J. Cowlard, S. Rouvreau, N. Smirnov, O. Fujita, J.S. T'ien, G.A. Ruff, D.L. Urban, Fire safety in space – beyond flammability testing of small samples, *Acta Astronaut.* 109 (2015) 208–216.
- [46] D.L. Urban, P. Ferkul, S. Olson, G.A. Ruff, J. Easton, J.S. T'ien, Y.-T.T. Liao, C. Li, C. Fernandez-Pello, J.L. Torero, G. Legros, C. Eigenbrod, N. Smirnov, O. Fujita, S. Rouvreau, B. Toth, G. Jomaas, Flame spread: Effects of microgravity and scale, *Combust. Flame.* 199 (2019) 168–182.

- [47] X. Huang, Y. Nakamura, D. Urban, Introduction to Special Issue on Spacecraft Fire Safety, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 1–4.
- [48] S.L. Olson, P. V. Ferkul, S. Bhattacharjee, J.M. Fletcher, A.C. Fernandez-Pello, S. Link, J.S. T'ien, I.S. Wichman, Results from on-board CSA-CP and CDM Sensor Readings during the Burning and Suppression of Solids – II ( BASS-II ) Experiment in the Microgravity Science Glovebox ( MSG ), in: 45th Int. Conf. Environ. Syst., Bellevue, Washington, 2015.
- [49] S.L. Olson, P. V. Ferkul, J.W. Marcum, High-speed video analysis of flame oscillations along a PMMA rod after stagnation region blowoff, *Proc. Combust. Inst.* 37 (2) (2019) 1555–1562.
- [50] J.W. Marcum, P. V. Ferkul, S.L. Olson, PMMA rod stagnation region flame blowoff limits at various radii, oxygen concentrations, and mixed stretch rates, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 4001–4008.
- [51] J.W. Marcum, P. Rachow, P.V. Ferkul, S.L. Olson, Low pressure flame blowoff of the stagnation region of cast PMMA cylinders in axial mixed convective flow, *Combust. Flame.* 216 (2020) 385–397.
- [52] S.L. Olson, D.L. Urban, G.A. Ruff, P. V. Ferkul, B. Toth, C. Eigenbrod, F. Meyer, G. Jomaas, Concurrent Flame Spread Over Two-Sided Thick PMMA Slabs in Microgravity, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 49–69.
- [53] ISO 4589-2:2016(E), Plastics — Determination of burning behaviour by oxygen index — Part 2: Ambient-temperature test, (2016).
- [54] H. Ito, O. Fujita, K. Ito, Agglomeration of soot particles in diffusion flames under microgravity, *Combust. Flame.* 99 (2) (1994) 363–370.
- [55] O. Fujita, K. Ito, Observation of soot agglomeration process with aid of thermophoretic force in a microgravity jet diffusion flame, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 26 (2–4) (2002) 305–311.
- [56] B.-H. Jeon, O. Fujita, Y. Nakamura, H. Ito, Effect of Co-Axial Flow Velocity on Soot Formation in a Laminar Jet Diffusion Flame under Microgravity, *J. Therm. Sci. Technol.* 2 (2) (2007) 281–290.
- [57] A. Fuentes, S. Rouvreau, P. Joulain, J.P. Vantelon, G. Legros, J.L. Torero, C. Fernandez-Pello, Sooting behavior dynamics of a non-buoyant laminar diffusion flame, *Combust. Sci. Technol.* 179 (1–2) (2007) 3–19.
- [58] F.J. Diez, C. Aalburg, P.B. Sunderland, D.L. Urban, Z.-G. Yuan, G.M. Faeth, Soot properties of laminar jet diffusion flames in microgravity, *Combust. Flame.* 156 (8) (2009) 1514–1524.
- [59] G. Legros, A. Fuentes, S. Rouvreau, P. Joulain, B. Porterie, J.L. Torero, Transport mechanisms controlling soot production inside a non-buoyant laminar diffusion flame, *Proc. Combust. Inst.* 32 II (2) (2009) 2461–2470.
- [60] G. Legros, J.L. Torero, Phenomenological model of soot production inside a non-buoyant laminar diffusion flame, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2545–2553.
- [61] J. Contreras, J.-L. Consalvi, A. Fuentes, Oxygen index effect on the structure of a laminar boundary layer diffusion flame in a reduced gravity environment, *Proc. Combust. Inst.* 36 (2) (2017) 3237–3245.

- [62] J. Contreras, J. Consalvi, A. Fuentes, Numerical simulations of microgravity ethylene/air laminar boundary layer diffusion flames, *Combust. Flame*. 191 (2018) 99–108.
- [63] P.B. Sunderland, S. Mortazavi, G. Faeth, D. Urban, Laminar smoke points of nonbuoyant jet diffusion flames, *Combust. Flame*. 96 (1–2) (1994) 97–103.
- [64] K. Lin, G. Faeth, P. Sunderland, D. Urban, Z. Yuan, Shapes of nonbuoyant round luminous hydrocarbon/air laminar jet diffusion flames, *Combust. Flame*. 116 (3) (1999) 415–431.
- [65] D.L. Urban, Z.-G. Yuan, P.B. Sunderland, K.-C. Lin, Z. Dai, G.M. Faeth, Smoke-point properties of non-buoyant round laminar jet diffusion flames, *Proc. Combust. Inst.* 28 (2) (2000) 1965–1972.
- [66] P. Sunderland, Effects of structure and hydrodynamics on the sooting behavior of spherical microgravity diffusion flames, *Combust. Flame*. 132 (1–2) (2003) 25–33.
- [67] P.B. Sunderland, S.S. Krishnan, J.P. Gore, Effects of oxygen enhancement and gravity on normal and inverse laminar jet diffusion flames, *Combust. Flame*. 136 (1–2) (2004) 254–256.
- [68] G. Legros, P. Joulain, J.P. Vantelon, A. Fuentes, B. D., J.L. Torero, Soot volume fraction measurements in a three-dimensional laminar diffusion flame established in microgravity, *Combust. Sci. Technol.* 178 (5) (2006) 813–835.
- [69] K.T. Dotson, P.B. Sunderland, Z.-G. Yuan, D.L. Urban, Laminar smoke points of coflowing flames in microgravity, *Fire Saf. J.* 46 (8) (2011) 550–555.
- [70] K. Santa, B. Chao, P.B. Sunderland, D.L. Urban, D.P. Stocker, R.L. Axelbaum, Radiative extinction of gaseous spherical diffusion flames in microgravity, *Combust. Flame*. 151 (4) (2007) 665–675.
- [71] X. Qin, I.K. Puri, S.K. Aggarwal, V.R. Katta, Gravity, radiation, and coflow effects on partially premixed flames, *Phys. Fluids*. 16 (8) (2004) 2963–2974.
- [72] A.J. Lock, R. Ganguly, I.K. Puri, S.K. Aggarwal, U. Hegde, Gravity effects on partially premixed flames: An experimental-numerical investigation, *Proc. Combust. Inst.* 30 (1) (2005) 511–518.
- [73] S.P. Burke, T.E.W. Schumann, Diffusion Flames, *Ind. Eng. Chem.* 20 (10) (1928) 998–1004.
- [74] K. Annamalai, P. Durbetaki, Characteristics of an open diffusion flame, *Combust. Flame*. 25 (C) (1975) 137–139.
- [75] F.G. Roper, The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: Part I. Theoretical model, *Combust. Flame*. 29 (1977) 219–226.
- [76] F.G. Roper, C. Smith, A.C. Cunningham, The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: Part II. Experimental verification, *Combust. Flame*. 29 (1977) 227–234.
- [77] K. Kuwana, S. Morishita, R. Dobashi, G. Kushida, Theoretical and Numerical Study on Flame Height of Axisymmetric Laboratory-Scale Fire Whirls, *J. Combust. Soc. Japan*. 51 (155) (2009) 56–62.
- [78] P.B. Sunderland, J.G. Quintiere, G.A. Tabaka, D. Lian, C.-W. Chiu, Analysis and measurement of candle flame shapes, *Proc. Combust. Inst.* 33 (2) (2011) 2489–2496.
- [79] M.C. Johnston, J.S. T'ien, Gravimetric measurement of solid and liquid fuel burning rate near

- and at the low oxygen extinction limit, *Fire Saf. J.* 91 (April) (2017) 140–146.
- [80] M.A. Mikofski, T. Williams, C. Shaddix, L. Blevins, Flame height measurement of laminar inverse diffusion flames, *Combust. Flame.* 146 (1–2) (2006) 63–72.
- [81] Z. Wang, P.B. Sunderland, R.L. Axelbaum, Dilution effects on laminar jet diffusion flame lengths, *Proc. Combust. Inst.* 37 (2) (2019) 1547–1553.
- [82] J. Min, F. Baillot, H. Guo, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, Impact of CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> or Ar diluted in air on the length and lifting behavior of a laminar diffusion flame, *Proc. Combust. Inst.* 33 (1) (2011) 1071–1078.
- [83] S.S. Krishnan, J.M. Abshire, P.B. Sunderland, Z.-G. Yuan, J.P. Gore, Analytical predictions of shapes of laminar diffusion flames in microgravity and earth gravity, *Combust. Theory Model.* 12 (4) (2008) 605–620.
- [84] F.A. Williams, *Combustion Theory*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1985.
- [85] J.D. Buckmaster, G.S.S. Ludford, *Theory of Laminar Flames*, Cambridge University Press, 2008.
- [86] T. Mitani, T. Niioka, 燃焼現象における漸近解析, *J. Japan Soc. Aeronaut. Sp. Sci.* 31 (348) (1983) 14–26.
- [87] T. Takeno, The Unique Characteristics of Theoretical Analysis of Flame, *J. Combust. Soc. Japan.* 54 (167) (2012) 8–13.
- [88] T. Niioka, Reminiscences of Asymptotic Analysis in Combustion, *J. Combust. Soc. Japan.* 54 (167) (2012) 14–18.
- [89] Y.B. Zel'dovich, Theory of the propagation limit of a quiet flame, *Zh. Èksp. Teor. Fiz.* 11 (1) (1941) 159–169.
- [90] D.B. Spalding, A theory of inflammability limits and flame-quenching, *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.* 240 (1220) (1957) 83–100.
- [91] G. Joulin, P. Clavin, Analyse asymptotique des conditions d'extinction des flammes laminaires, *Acta Astronaut.* 3 (3–4) (1976) 223–240.
- [92] J. Buckmaster, The quenching of deflagration waves, *Combust. Flame.* 26 (C) (1976) 151–162.
- [93] Y. Ju, K. Maruta, Microscale combustion: Technology development and fundamental research, *Prog. Energy Combust. Sci.* 37 (6) (2011) 669–715.
- [94] K. Maruta, Micro and mesoscale combustion, *Proc. Combust. Inst.* 33 (1) (2011) 125–150.
- [95] F.E. Fendell, Ignition and extinction in combustion of initially unmixed reactants, *J. Fluid Mech.* 21 (02) (1965) 281.
- [96] A. Liñán, The asymptotic structure of counterflow diffusion flames for large activation energies, *Acta Astronaut.* 1 (7–8) (1974) 1007–1039.
- [97] H. Tsuji, Boundary Layer Combustion, *J. Japan Soc. Aeronaut. Sp. Sci.* 21 (236) (1973) 533–546.
- [98] W.A. Sirignano, A Critical Discussion of Theories of Flame Spread across Solid and Liquid Fuels, *Combust. Sci. Technol.* 6 (1–2) (1972) 95–105.

- [99] I.S. Wichman, Theory of opposed-flow flame spread, *Prog. Energy Combust. Sci.* 18 (6) (1992) 553–593.
- [100] C. Sanchez Tarifa, A. Muñoz Torralbo, Flame propagation along the interface between a gas and a reacting medium, in: *Symp. Combust.*, Elsevier, 1967: pp. 533–544.
- [101] J.N. De Ris, Spread of a laminar diffusion flame, *Symp. Combust.* 12 (1) (1969) 241–252.
- [102] M.A. Delichatsios, Exact Solution for the Rate of Creeping Flame Spread over Thermally Thin Materials, *Combust. Sci. Technol.* 44 (5–6) (1986) 257–267.
- [103] A.C. Fernandez-Pello, T. Hirano, Controlling Mechanisms of Flame Spread, *Fire Sci. Technol.* 2 (1) (1982) 17–54.
- [104] A.C. Fernandez-Pello, T. Hirano, Controlling Mechanisms of Flame Spread, *Combust. Sci. Technol.* 32 (1–4) (1983) 1–31.
- [105] T. Hirano, T. Koshida, K. Akita, Flame spread mechanisms over PMMA surface, *Bull. Japan Assoc. Fire Sci. Eng.* 27 (2) (1977) 33–39.
- [106] A.C. Fernandez-Pello, S.R. Ray, I. Glassman, Flame spread in an opposed forced flow: the effect of ambient oxygen concentration, *Symp. Combust.* 18 (1) (1981) 579–589.
- [107] S. Bhattacharjee, K. Wakai, S. Takahashi, Predictions of a critical fuel thickness for flame extinction in a quiescent microgravity environment, *Combust. Flame.* 132 (3) (2003) 523–532.
- [108] S. Bhattacharjee, R. Ayala, K. Wakai, S. Takahashi, Opposed-flow flame spread in microgravity-theoretical prediction of spread rate and flammability map, *Proc. Combust. Inst.* 30 (2) (2005) 2279–2286.
- [109] S. Takahashi, T. Nagumo, K. Wakai, S. Bhattacharjee, Effects of Ambient Condition on Flame Spread over a Thin PMMA Sheet., *JSME Int. J. Ser. B.* 43 (4) (2000) 556–562.
- [110] S. Takahashi, M. Kondou, K. Wakai, S. Bhattacharjee, Effect of radiation loss on flame spread over a thin PMMA sheet in microgravity, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2) (2002) 2579–2586.
- [111] S. Takahashi, T. Ebisawa, S. Bhattacharjee, T. Ihara, Simplified model for predicting difference between flammability limits of a thin material in normal gravity and microgravity environments, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2535–2543.
- [112] J. West, M. King, S. Bhatiachar, lee, R.A. Altenkirch, Heat Transfer Pathways in Flame Spreading Over Thick Fuels as a Function of the Flame Spread Regime: Microgravity, Thermal, and Kinetic, *Combust. Sci. Technol.* 127 (1–6) (1997) 119–140.
- [113] S.L. Olson, P. V. Ferkul, J.S. T'ien, Near-limit flame spread over a thin solid fuel in microgravity, *Symp. Combust.* 22 (1) (1989) 1213–1222.
- [114] S.L. Olson, Mechanisms of Microgravity Flame Spread Over a Thin Solid Fuel: Oxygen and Opposed Flow Effects, *Combust. Sci. Technol.* 76 (4–6) (1991) 233–249.
- [115] J.S. T'ien, S.N. Singhal, D.P. Harrold, J.M. Prael, Combustion and extinction in the stagnation-point boundary layer of a condensed fuel, *Combust. Flame.* 33 (C) (1978) 55–68.
- [116] J.S. T'ien, Diffusion flame extinction at small stretch rates: The mechanism of radiative loss,

- Combust. Flame. 65 (1) (1986) 31–34.
- [117] B.H. Chao, C.K. Law, J.S. T'ien, Structure and extinction of diffusion flames with flame radiation, *Symp. Combust.* 23 (1) (1991) 523–531.
- [118] T.-K. Oh, J.S. Lee, S.H. Chung, Effect of gas-phase and surface radiation on the structure and extinction of diffusion flames stabilized on a condensed fuel, *Int. J. Heat Mass Transf.* 37 (18) (1994) 2893–2900.
- [119] S. Bhattacharjee, R.A. Altenkirch, The effect of surface radiation on flame spread in a quiescent, microgravity environment, *Combust. Flame.* 84 (1–2) (1991) 160–169.
- [120] A. Kumar, H.Y. Shih, J.S. T'ien, A comparison of extinction limits and spreading rates in opposed and concurrent spreading flames over thin solids, *Combust. Flame.* 132 (4) (2003) 667–677.
- [121] C. Kumar, A. Kumar, On the role of radiation and dimensionality in predicting flow opposed flame spread over thin fuels, *Combust. Theory Model.* 16 (3) (2012) 537–569.
- [122] S. Bhattacharjee, K. Dong, A numerical investigation of radiation feedback in different regimes of opposed flow flame spread, *Int. J. Heat Mass Transf.* 150 (2020) 119358.
- [123] S. Takahashi, Y. Seki, T. Ihara, K. Wakai, S. Bhattacharjee, Effect of Sample Width on Flame Spread Rate over a Thin Material in Microgravity, *Trans. JAPAN Soc. Aeronaut. Sp. Sci. Sp. Technol. JAPAN.* 7 (ists26) (2009) Ph\_61-Ph\_66.
- [124] S. Takahashi, K. Tsuboi, T. Ihara, S. Bhattacharjee, Modeling of Flammability Limits of Thin Materials in Microgravity Environment, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 31 (4) (2014) 179–185.
- [125] K. Maruta, K. Tsuboi, S. Takahashi, Limiting Oxygen Concentration of Flame Resistant Material in Microgravity Environment, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 34 (3) (2017) 340304.
- [126] S. Takahashi, M.A.F. Bin Borhan, K. Terashima, A. Hosogai, Y. Kobayashi, Flammability limit of thin flame retardant materials in microgravity environments, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 4257–4265.
- [127] S. Takahashi, K. Terashima, M.A.F. bin Borhan, Y. Kobayashi, Relationship Between Blow-Off Behavior and Limiting Oxygen Concentration in Microgravity Environments of Flame Retardant Materials, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 169–183.
- [128] B. Lewis, G. von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 1987.
- [129] Y. Nakamura, Y. Etoh, H. Yamashita, Effects of Velocity Boundary Layer on Opposed Flame Spread over a Thermally Thin Solid Fuel in Microgravity, *Trans. Japan Soc. Mech. Eng. Ser. B.* 69 (677) (2003) 193–199.
- [130] L. Carmignani, S. Bhattacharjee, S.L. Olson, P. V. Ferkul, Boundary Layer Effect on Opposed-Flow Flame Spread and Flame Length over Thin Polymethyl-Methacrylate in Microgravity, *Combust. Sci. Technol.* 190 (3) (2018) 535–549.
- [131] S. Bhattacharjee, R. Nagarkar, Y. Nakamura, A Correlation for an Effective Flow Velocity for Capturing the Boundary Layer Effect in Opposed-Flow Flame Spread over Thin Fuels, *Combust. Sci. Technol.* 186 (8) (2014) 975–987.
- [132] S. Bhattacharjee, W. Tran, M. Laue, C. Paolini, Y. Nakamura, Experimental validation of a

- correlation capturing the boundary layer effect on spread rate in the kinetic regime of opposed-flow flame spread, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2631–2638.
- [133] L. Carmignani, G. Celniker, S. Bhattacharjee, The Effect of Boundary Layer on Blow-Off Extinction in Opposed-Flow Flame Spread over Thin Cellulose: Experiments and a Simplified Analysis, *Fire Technol.* 53 (3) (2017) 967–982.
- [134] N. Hashimoto, S. Watanabe, H. Nagata, T. Totani, I. Kudo, Opposed-flow flame spread in a circular duct of a solid fuel: Influence of channel height on spread rate, *Proc. Combust. Inst.* 29 (1) (2002) 245–250.
- [135] T. Delzeit, L. Carmignani, T. Matsuoka, S. Bhattacharjee, Influence of edge propagation on downward flame spread over three-dimensional PMMA samples, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 3203–3209.
- [136] F. Higuera, A. Liñán, Flame spread along a fuel rod in the absence of gravity, *Combust. Theory Model.* 3 (2) (1999) 259–265.
- [137] M.A. Delichatsios, R.A. Altenkirch, M.F. Bundy, S. Bhattacharjee, L. Tang, K. Sacksteder, Creeping flame spread along fuel cylinders in forced and natural flows and microgravity, *Proc. Combust. Inst.* 28 (2) (2000) 2835–2842.
- [138] T.-Y. Wang, C. Kleinstreuer, General Analysis of Steady Laminar Mixed Convection Heat Transfer on Vertical Slender Cylinders, *J. Heat Transfer.* 111 (2) (1989) 393–398.
- [139] L. Carmignani, A. Sato, S. Bhattacharjee, Flame spread over acrylic cylinders in microgravity: effect of surface radiation on flame spread and extinction, in: 48th Int. Conf. Environ. Syst., Albuquerque, New Mexico, 2018: p. ICES-2018-311.
- [140] X. Huang, Y. Nakamura, A Review of Fundamental Combustion Phenomena in Wire Fires, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 315–360.
- [141] N.N. Bakhman, L.I. Aldabaev, B.N. Kondrikov, V.A. Filippov, Burning of polymeric coatings on copper wires and glass threads: I. Flame propagation velocity, *Combust. Flame.* 41 (1981) 17–34.
- [142] N.N. Bakhman, L.I. Aldabaev, B.N. Kondrikov, V.A. Filippov, Burning of polymeric coatings on copper wires and glass threads: II. Critical conditions of burning, *Combust. Flame.* 41 (1981) 35–43.
- [143] Y. Nakamura, N. Yoshimura, H. Ito, K. Azumaya, O. Fujita, Flame spread over electric wire in sub-atmospheric pressure, *Proc. Combust. Inst.* 32 (2) (2009) 2559–2566.
- [144] M. Kikuchi, O. Fujita, K. Ito, A. Sato, T. Sakuraya, Experimental study on flame spread over wire insulation in microgravity, *Symp. Combust.* 27 (2) (1998) 2507–2514.
- [145] Y. Nakamura, K. Azumaya, J. Iwakami, K. Wakatsuki, Scale Modeling of Flame Spread Over PE-Coated Electric Wires, in: K. Saito, A. Ito, Y. Nakamura, K. Kuwana (Eds.), *Prog. Scale Model. Vol. II*, Springer International Publishing, Cham, 2015: pp. 275–292.
- [146] A.E. Frey, J.S. T'ien, Near-limit flame spread over paper samples, *Combust. Flame.* 26 (1976) 257–267.
- [147] O. Fujita, K. Nishizawa, K. Ito, Effect of low external flow on flame spread over polyethylene-

- insulated wire in microgravity, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2) (2002) 2545–2552.
- [148] T. Migita, T. Yamahata, P. Strempl, T. Matsuoka, Y. Nakamura, Methodology to Achieve Pseudo 1-D Combustion System of Polymeric Materials Using Low-Pressured Technique, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 229–245.
- [149] T. Yamazaki, T. Matsuoka, Y. Li, Y. Nakamura, Applicability of a Low-Pressure Environment to Investigate Smoldering Behavior Under Microgravity, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 209–228.
- [150] J. Kleinhenz, I.I. Feier, S.-Y. Hsu, J.S. T'ien, P. V. Ferkul, K.R. Sacksteder, Pressure modeling of upward flame spread and burning rates over solids in partial gravity, *Combust. Flame.* 154 (4) (2008) 637–643.
- [151] M. Thomsen, C. Fernandez-Pello, G.A. Ruff, D.L. Urban, Buoyancy effects on concurrent flame spread over thick PMMA, *Combust. Flame.* 199 (2019) 279–291.
- [152] M. Thomsen, C. Fernandez-Pello, D.L. Urban, G.A. Ruff, S.L. Olson, On simulating concurrent flame spread in reduced gravity by reducing ambient pressure, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 3793–3800.
- [153] M. Thomsen, C. Fernandez-Pello, X. Huang, S. Olson, P. Ferkul, Buoyancy Effect on Downward Flame Spread Over PMMA Cylinders, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 247–269.
- [154] L. Hu, Y. Zhang, K. Yoshioka, H. Izumo, O. Fujita, Flame spread over electric wire with high thermal conductivity metal core at different inclinations, *Proc. Combust. Inst.* 35 (3) (2015) 2607–2614.
- [155] Y. Konno, N. Hashimoto, O. Fujita, Downward flame spreading over electric wire under various oxygen concentrations, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 3817–3824.
- [156] T. Takeno, K. Sato, An Excess Enthalpy Flame Theory, *Combust. Sci. Technol.* 20 (1–2) (1979) 73–84.
- [157] T. Takeno, K. Sato, K. Hase, A theoretical study on an excess enthalpy flame, *Symp. Combust.* 18 (1) (1981) 465–472.
- [158] A.C. Fernandez-Pello, Micropower generation using combustion: Issues and approaches, *Proc. Combust. Inst.* 29 (1) (2002) 883–899.
- [159] P. Ronney, Analysis of non-adiabatic heat-recirculating combustors, *Combust. Flame.* 135 (4) (2003) 421–439.
- [160] S. Takahashi, H. Ito, Y. Nakamura, O. Fujita, Extinction limits of spreading flames over wires in microgravity, *Combust. Flame.* 160 (9) (2013) 1900–1902.
- [161] K. Mizutani, K. Miyamoto, N. Hashimoto, Y. Konno, O. Fujita, Limiting Oxygen Concentration Trend of ETFE-Insulated Wires under Microgravity, *Int. J. Microgravity Sci. Appl.* 35 (1) (2018) 350104.
- [162] K. Yoshioka, L. Hu, O. Fujita, Effect of sample angle relative to gravitational direction on extinction limit of spreading flame over wire insulation of different types of core material, in: 52th Symp. Combust., Okayama, Japan, 2014: p. B324.
- [163] M. Nagachi, F. Mitsui, J.-M. Citerne, H. Dutilleul, A. Guibaud, G. Jomaas, G. Legros, N. Hashimoto, O. Fujita, Effect of Ignition Condition on the Extinction Limit for Opposed Flame

- Spread Over Electrical Wires in Microgravity, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 149–168.
- [164] X. Huang, Y. Nakamura, F.A. Williams, Ignition-to-spread transition of externally heated electrical wire, *Proc. Combust. Inst.* 34 (2) (2013) 2505–2512.
- [165] Y. Konno, N. Hashimoto, O. Fujita, Role of wire core in extinction of opposed flame spread over thin electric wires, *Combust. Flame.* 220 (2020) 7–15.
- [166] W.J. Dixon, The Up-and-Down Method for Small Samples, *J. Am. Stat. Assoc.* 60 (312) (1965) 967–978.
- [167] S. Bhattacharjee, L. Carmignani, G. Celniker, B. Rhoades, Measurement of instantaneous flame spread rate over solid fuels using image analysis, *Fire Saf. J.* 91 (2017) 123–129.
- [168] H. Ross, *Microgravity Combustion: Fire in Free Fall*, Academic Press, 2001.
- [169] R.E. Mitchell, A.F. Sarofim, L.A. Clomburg, Experimental and numerical investigation of confined laminar diffusion flames, *Combust. Flame.* 37 (C) (1980) 227–244.
- [170] K. Saito, F.A. Williams, A.S. Gordon, Effects of Oxygen on Soot Formation in Methane Diffusion Flames, *Combust. Sci. Technol.* 47 (3–4) (1986) 117–138.
- [171] S.C. Li, A.S. Gordon, F.A. Williams, A Simplified Method for the Computation of Burke-Schumann Flames in Infinite Atmospheres, *Combust. Sci. Technol.* 104 (1–3) (1995) 75–91.
- [172] P.B. Sunderland, B. Mendelson, Z. Yuan, D. Urban, Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames, *Combust. Flame.* 116 (3) (1999) 376–386.
- [173] L. Wang, N.E. Endrud, S.R. Turns, M.D. D’Agostini, A.G. Slavejkov, A Study of the Influence of Oxygen Index on Soot, Radiation, and Emission Characteristics of Turbulent Jet Flames, *Combust. Sci. Technol.* 174 (8) (2002) 45–72.
- [174] K.P. Schug, Y. Manheimer-Timnat, P. Yaccarino, I. Glassman, Sooting Behavior of Gaseous Hydrocarbon Diffusion Flames and the Influence of Additives, *Combust. Sci. Technol.* 22 (5–6) (1980) 235–250.
- [175] A. Guibaud, J.M. Citerne, J.M. Orlac’h, O. Fujita, J.-L. Consalvi, J.L. Torero, G. Legros, Broadband modulated absorption/emission technique to probe sooting flames: Implementation, validation, and limitations, *Proc. Combust. Inst.* 37 (3) (2019) 3959–3966.
- [176] A. Guibaud, J.-M. Citerne, J.-L. Consalvi, O. Fujita, J. Torero, G. Legros, Experimental Evaluation of Flame Radiative Feedback: Methodology and Application to Opposed Flame Spread Over Coated Wires in Microgravity, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 185–207.
- [177] A. Guibaud, J.L. Consalvi, J.M. Orlac’h, J.M. Citerne, G. Legros, Soot Production and Radiative Heat Transfer in Opposed Flame Spread over a Polyethylene Insulated Wire in Microgravity, *Fire Technol.* 56 (1) (2020) 287–314.
- [178] A. Guibaud, J.L. Consalvi, J.M. Citerne, G. Legros, Pressure effects on the soot production and radiative heat transfer of non-buoyant laminar diffusion flames spreading in opposed flow over insulated wires, *Combust. Flame.* 222 (2020) 383–391.
- [179] A. Guibaud, J.M. Citerne, J.L. Consalvi, G. Legros, On the effects of opposed flow conditions on non-buoyant flames spreading over polyethylene-coated wires – Part I: Spread rate and soot production, *Combust. Flame.* 221 (2020) 530–543.

- [180] A. Guibaud, J.M. Citerne, J.L. Consalvi, G. Legros, On the effects of opposed flow conditions on non-buoyant flames spreading over polyethylene-coated wires – Part II: Soot oxidation quenching and smoke release, *Combust. Flame*. 221 (2020) 544–551.
- [181] A. Guibaud, J.M. Citerne, J.L. Consalvi, J.L. Torero, O. Fujita, M. Kikuchi, P. Ferkul, N. Smirnov, G. Jomaas, B. Toth, S. Rouvreau, G. Legros, Accessing the soot-related radiative heat feedback in a flame spreading in microgravity: Optical designs and associated limitations, *Proc. Combust. Inst.* (2020).
- [182] Y. Nakamura, N. Yoshimura, T. Matsumura, H. Ito, O. Fujita, Opposed-wind Effect on Flame Spread of Electric Wire in Sub-atmospheric Pressure, *J. Therm. Sci. Technol.* 3 (3) (2008) 430–441.
- [183] Y. Sano, S. Nishikawa, The heat transfer coefficient of fine wires in air flow, *Chem. Eng.* 28 (4) (1964) 275–284.
- [184] S.S. Rybanin, Structure and properties of diffusion flame spreading over thermally thin fuel/inert sheet, *Proc. Combust. Inst.* 33 (2) (2011) 2457–2464.
- [185] D. Schult, Propagation and extinction of forced opposed flow smolder waves, *Combust. Flame*. 101 (4) (1995) 471–490.
- [186] L. Kagan, G. Sivashinsky, Pattern formation in flame spread over thin solid fuels, *Combust. Theory Model.* 12 (2) (2008) 269–281.
- [187] K. Kuwana, K. Suzuki, Y. Tada, G. Kushida, Effective Lewis number of smoldering spread over a thin solid in a narrow channel, *Proc. Combust. Inst.* 36 (2) (2017) 3203–3210.
- [188] Y. Nakamura, K. Kizawa, S. Mizuguchi, A. Hosogai, K. Wakatsuki, Experimental Study on Near-Limiting Burning Behavior of Thermoplastic Materials with Various Thicknesses Under Candle-Like Burning Configuration, *Fire Technol.* 52 (4) (2016) 1107–1131.
- [189] G. Joulin, P. Clavin, Linear stability analysis of nonadiabatic flames: Diffusional-thermal model, *Combust. Flame*. 35 (C) (1979) 139–153.
- [190] Z. Chen, Y. Ju, Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame, *Combust. Theory Model.* 11 (3) (2007) 427–453.
- [191] H. Zhang, P. Guo, Z. Chen, Outwardly Propagating Spherical Flames with Thermally Sensitive Intermediate Kinetics and Radiative Loss, *Combust. Sci. Technol.* 185 (2) (2013) 226–248.
- [192] Z. Chen, Effects of radiative loss on premixed planar flame propagation, *Proc. Combust. Inst.* (2020).
- [193] P. Clavin, Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows, *Prog. Energy Combust. Sci.* 11 (1) (1985) 1–59.
- [194] C.K. Law, *Combustion Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
- [195] C.J. Sung, C.K. Law, Extinction mechanisms of near-limit premixed flames and extended limits of flammability, *Symp. Combust.* 26 (1) (1996) 865–873.
- [196] Y. Ju, H. Guo, K. Maruta, F. Liu, On the extinction limit and flammability limit of non-adiabatic stretched methane-air premixed flames, *J. Fluid Mech.* 342 (1997) 315–334.

- [197] K. Maruta, M. Yoshida, H. Guo, Y. Ju, T. Niioka, Extinction of low-stretched diffusion flame in microgravity, *Combust. Flame*. 112 (1–2) (1998) 181–187.
- [198] K. Pohlhausen, Zur näherungsweise Integration der Differentialgleichung der laminaren Grenzschicht, *ZAMM - J. Appl. Math. Mech. / Zeitschrift Für Angew. Math. Und Mech.* 1 (4) (1921) 252–290.
- [199] S.H. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos: With Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering*, 2nd ed., Westview Press, 2014.
- [200] J.G. Quintiere, *Fundamentals of Fire Phenomena*, John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, 2006.
- [201] J.E.J. Staggs, The heat of gasification of polymers, *Fire Saf. J.* 39 (8) (2004) 711–720.
- [202] 西澤勝弘, 電線被覆材の熱および酸化分解に基づく燃焼性の検討, 北海道大学, 卒業論文, 1999.
- [203] B. J. McBride, M. J. Zehe, S. Gordon, NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species, NASA Tech. Publ. TP—2002-211556, [Ntrs.Nasa.Gov/Citations/20020085330](http://Ntrs.Nasa.Gov/Citations/20020085330). (2002).
- [204] R.A. Svehla, Transport Coefficients for the NASA Lewis Chemical Equilibrium Program, NASA Technical Memorandum, [Ntrs.Nasa.Gov/Citations/19950021761](http://Ntrs.Nasa.Gov/Citations/19950021761). (1995).
- [205] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport phenomena*, John Wiley & Sons, 2006.
- [206] Hai Wang, Xiaoqing You, Ameya V. Joshi, Scott G. Davis, Alexander Laskin, Fokion Egolfopoulos & Chung K. Law, USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H<sub>2</sub>/CO/C<sub>1</sub>-C<sub>4</sub> Compounds. [http://ignis.usc.edu/USC\\_Mech\\_II.htm](http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm), May, (2007).
- [207] S. Gordon, B.J. McBride, Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications, NASA Reference Publication 1311. (1996).

## 謝辞

本研究は JAXA が進める ISS/きぼう第 3 期利用重点課題「火災安全性向上に向けた固体材料の燃焼現象に対する重力影響の評価」ならびに JSPS 科研費 JP19J10187 の支援を受けて実施されました。ここに謝意を表します。

本論文を書き上げるにあたり、多くの方々からご指導とご協力をいただきました。心より感謝申し上げます。北海道大学大学院工学研究院藤田修教授には、本論文のご指導は元より、2015年の4月に学士4年生として当研究室に配属されてから修士課程と博士課程の6年間の長きにわたり、研究テーマの考え方、研究者としての心構え、そして日常生活に関することまで様々なご助言をいただきました。これらの研究は藤田教授の寛大なご指導の下以外では決して成り得たものではありません。また藤田教授のご指導がなければ筆者は研究の道に進むことはなかったと思います。公私共々大変お忙しい中、本当にご丁寧なご指導をいただきました。ここに深く感謝し、重ねて御礼申し上げます。また、この6年の研究生活の間に未熟で不出来な学生であった筆者に、多くの貴重な経験を積む機会を与えてくださったことにも大変感謝しております。

2016年の3月には CNES との共同研究でフランス・ボルドーでのパラボリックフライト実験に参加する機会を与えてくださりました。現地では Université d'Orléans の Guillaume Legros 教授と University of Edinburgh の Grunde Jomaas 教授に大変お世話になりました。英語が不出来だった筆者にも優しく研究や生活に関するサポートをしていただき、筆者の初めての海外長期滞在を手助けいただき深く感謝しております。そして同年の9月から4ヶ月間には燃焼研究の巨人の一人である University of California, Berkeley の Carlos Fernandez-Pello 教授のもとで研究する機会を与えてくださりました。Fernandez-Pello 教授には優しくも厳しくて率直な研究に関するご助言や、アメリカでの研究の進め方、そして生活に関することまで丁寧で的確なアドバイスをいただきました。深く感謝いたします。また、UC Berkeley の研究室では The Hong Kong Polytechnic University の Xinyan Huang 助教と岐阜大学の小林芳成助教に、研究および生活面に関して様々なサポートをしていただきました。深く感謝しております。またこのときのアメリカへの渡航費や滞在費は、北海道大学大学院工学研究院工学系教育研究センター (CEED) からご支援を頂きました。筆者の成長に繋がる大変貴重な体験をさせていただき深く感謝しております。また2018年の春には Indian Institutes of Technology, Madras の Amit Kumar 教授と T.M. Muruganandam 准教授のもとで研究する機会を与えてくださりました。両教授にはインドでの研究の進め方と、生活の基本など多くのアドバイスをさせていただき、不慣れな環境下ではありましたが何一つ不安なくインドでの研究生活を送ることができました。研究を進める際には IITM の多くの博士課程の学生にご助力をいただきました。ここに謝意を表します。現地の学生らは非常にハードワークな方々ばかりで自身の研究への心構えを見直す大変貴重な経験となりました。そしてこのときのインドへの渡航費

や滞在費は、北海道大学の持続可能な輸送システムと社会インフラ構築のための国際共同研究力育成プログラム（STSI プログラム）からご支援を頂きました。経済的なご支援の他にもインドでの生活に関する情報を丁寧にご教授いただきまして大変感謝しております。これらの海外での研究活動の経験は、筆者を研究の道へ誘う一つの重要なきっかけとなったと考えます。現地でお世話になりました先生方と学生方とは、国際会議でお話させていただく機会も多く、筆者の研究生活の励みになっております。このような経験は、非常に国際色の強い藤田教授の研究室であるからこそ体験できたものであり、研究の楽しさや、困難さ、壮大さを学び得ることができた筆者にとってとても大切な人生経験となっております。本研究を遂行する際にもあらゆる場面でこれらの経験が手助けになりました。

また、本研究を行うに当たり、北海道大学大学院工学研究院橋本望准教授には論文誌の執筆や学術会議での発表に関するご指導のみでなく、研究手法や研究者同士のコミュニケーションの取り方などについて多くの的確なアドバイスを頂き大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。そして本論文を副査としてご審議いただきました同大学院工学研究院の永田晴紀教授、大島伸行教授、橋本望准教授には、燃烧学の専門的な見地から定量的議論や論理構成について、貴重なご助言とご指導をいただきました。深く感謝いたします。同大学院工学研究院の佐藤太裕教授、渡部正夫教授、中村孝教授、戸谷剛教授、小川英之教授、村井祐一教授、田部豊教授、寺島洋史准教授には、学位授与審議委員として本論文をご審査いただきました。皆様に御礼申し上げます。

4章に関わるモデルは、2020年の冬に San Diego State University の Subrata Bhattacharjee 教授が当研究室に訪問された際に、一緒に議論させていただきました。その際には燃え拡がり現象の物理的考え方や数学的記述の方法など大変興味深い内容をご教授いただき大変感謝しております。5章に関する実験データの取得と解析を共に行った同研究室の佐藤宏樹氏と Muhammad Zhaffri Bin Zainal 氏にもここに深く感謝いたします。

上に挙げた方々以外にも研究活動を通して、多くの方にご協力をいただきました。同研究室の秘書の多賀未保様には旅費や物品購入の際の事務手続きを中心に、本研究を遂行するために多くの重要な場面でご助力をいただきました。心より感謝申し上げます。また同研究室の연구원と学生、そして卒業された先輩方と同期の皆様にも常日頃からたくさんのご迷惑をお掛けするとともに大変お世話になりました。皆様のおかげで博士論文を書き終えることができました。

最後に研究活動を行うに当たり、心の支えとなってくださった家族に感謝を申し上げます。皆様本当にありがとうございました。

# 業績一覧

## 学術雑誌等に発表した論文

### 2020

1. **Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Role of wire core in extinction of opposed flame spread over thin electric wires, *Combustion and Flame* 220 (2020) 7-15, doi: 10.1016/j.combustflame.2020.06.026
2. Feng Guo, Yu Ozaki, **Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Near-limit oscillatory behaviors on wick flames of dimethyl carbonate with trimethyl phosphate additions, *Proceedings of the Combustion Institute* (2020), doi: 10.1016/j.proci.2020.06.281
3. Lauren Gagnon, Carlos Fernandez-Pello, James L. Urban, Van P. Carey, **Yusuke Konno**, Osamu Fujita, Effect of reduced ambient pressures and opposed airflows on the flame spread and dripping of LDPE insulated copper wires, *Fire Safety Journal* (2020) 103171, doi: 10.1016/j.firesaf.2020.103171
4. **Yusuke Konno**, Yoshinari Kobayashi, Carlos Fernandez-Pello, Nozomu Hashimoto, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Osamu Fujita, Opposed-flow flame spread and extinction in electric wires: The effects of gravity, external radiant heat flux, and wire characteristics on wire flammability, *Fire Technology* 56 (1) (2020) 131-148, doi: 10.1007/s10694-019-00935-4

### 2019

5. Feng Guo, Wataru Hase, Yu Ozaki, **Yusuke Konno**, Masaya Inatsuki, Katsunori Nishimura, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Experimental study on flammability limits of electrolyte solvents in lithium-ion batteries using a wick combustion method, *Experimental Thermal and Fluid Science* 109 (2019) 109858, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2019.109858
6. Yoshinari Kobayashi, **Yusuke Konno**, Xinyan Huang, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Carlos Fernandez-Pello, Laser piloted ignition of electrical wire in microgravity, *Proceedings of the Combustion Institute* (3) (2019) 4211-4219, doi: 10.1016/j.proci.2018.06.089
7. **Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Downward flame spreading over electric wire under various oxygen concentrations, *Proceedings of the Combustion Institute* 37 (3) (2019) 3817-3824, doi: 10.1016/j.proci.2018.05.074

### 2018

8. Yoshinari Kobayashi, **Yusuke Konno**, Xinyan Huang, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Carlos Fernandez-Pello, Effect of insulation melting and dripping on opposed flame spread over laboratory simulated electrical wires, *Fire Safety Journal* 95

(2018) 1-10, doi: 10.1016/j.firesaf.2017.10.006

9. Ken Mizutani, Kyosuke Miyamoto, Nozomu Hashimoto, **Yusuke Konno**, Osamu Fujita, Limiting oxygen concentration trend of ETFE-insulated wires under microgravity, *International Journal of Microgravity Science and Application* 35 (1) (2018) 350104, doi: 10.15011//jasma.35.350104

#### 国際会議における発表（○発表者）

##### 2021

1. ○**Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, and Osamu Fujita, Theoretical study on extinction limits of opposed flame spread over polyethylene insulated wire, 38th International Symposium on Combustion (Poster). Web conference. 2021.1 (Reviewed)
2. ○Lauren Gagnon, James L. Urban, Carlos Fernandez-Pello, Van P. Carey, **Yusuke Konno**, Osamu Fujita, Concurrent Flame Spread over LDPE Insulated Copper Wires in Reduced Pressures, 38th International Symposium on Combustion (Poster). Web conference. 2021.1 (Reviewed)
3. ○Feng Guo, Yu Ozaki, **Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Near-limit oscillatory behaviors on wick flames of dimethyl carbonate with trimethyl phosphate additions, 38th International Symposium on Combustion. Web conference. 2021.1 (Reviewed)

##### 2019

4. ○**Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita, Theoretical Study on Opposed-Flow Flame Spread over Thin Electric Wires, The Second Pacific Rim Thermal Engineering Conference, Hawaii, USA, 2019.12 (Reviewed)
5. ○**Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, and Osamu Fujita. Opposed-Flow Flame Spread over Thin Electric Wires, 12th Asia-Pacific Conference on Combustion, Fukuoka, Japan, 2019.7 (Reviewed)
6. ○Lauren Gagnon, James L Urban, Yong Lu, Carlos Fernandez-Pello, Van P. Carey, **Yusuke Konno**, Osamu Fujita, Effect of flow velocity on flame spread along insulated electrical wires, 11th U. S. National Combustion Meeting, California, USA, 2019.3

##### 2018

7. ○**Yusuke Konno**, Osamu Fujita, Nozomu Hashimoto, Yoshinari Kobayashi, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Carlos Fernandez-Pello, Opposed-flow flame spread and extinction limit of electric wire under various external radiant flux in microgravity environment. 12th Asian Microgravity Symposium, Zhuhai, China. 2018.11 (Reviewed)
8. ○Yoshinari Kobayashi, **Yusuke Konno**, Xinyan Huang, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita and Carlos Fernandez-Pello, Laser piloted ignition of polyethylene-insulated wire under external radiation in microgravity, 12th Asian Microgravity Symposium. Zhuhai, China. 2018.11 (Reviewed)
9. ○**Yusuke Konno**, Nozomu Hashimoto, and Osamu Fujita. Downward flame spreading over

electric wire under various oxygen concentrations. 37th International Symposium on Combustion. Dublin, Ireland. 2018.7 (Reviewed)

10. ○Yoshinari Kobayashi, **Yusuke Konno**, Xinyan Huang, Shinji Nakaya, Mitsuhiro Tsue, Nozomu Hashimoto, Osamu Fujita and Carlos Fernandez-Pello. Laser piloted ignition of electrical wire in microgravity. 37th International Symposium on Combustion. Dublin, Ireland. 2018.7 (Reviewed)