

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

Sub-flash 状態の液体燃料表面上燃え拡がりに及ぼす重力の影響
Effect of Gravity on Flame Spread over Sub-flash Liquids高橋 梢^{1*}・伊藤 昭彦²・SAITO, Kozo³TAKAHASHI, Kozue^{1*}, ITO, Akihiko², and SAITO, Kozo³¹ 弘前大学大学院理工学研究科安全システム工学専攻 〒036-8561 弘前市文京町3
Graduate Student of Safety System Engineering, Hirosaki University, Hirosaki 036-8561, Japan² 弘前大学大学院理工学研究科 〒036-8561 弘前市文京町3
Graduate School of Hirosaki University, Hirosaki 036-8561, Japan³ ケンタッキー大学機械工学科 ケンタッキー州レキシントン 40506-0503
Department of Mechanical Engineering, University of Kentucky, Lexington, KY 40506-0503, USA

2008年10月16日受付; 2009年1月22日受理/Received 16 October, 2008; Accepted 22 January 2009

Abstract : The effect of gravity on flame spread over sub-flash liquids was investigated from scaling analysis and experiments. The role of three independent (surface-tension, gravity and viscosity) influences on the mechanism of pulsating flame spread was explored by scaling analyses based on sub-surface layer instability. These three influences form two independent pi-numbers, firstly the Marangoni (Ma) number and secondly Grashof (Gr) number, which include the characteristic length scale ratio (depth of sub-surface circulation)/(horizontal length of preheated liquid surface). The Prandtl (Pr) number was introduced to compensate for the different thermal diffusivity and kinematic viscosity of different liquids. Also a non-dimensional flame spread rate, V/V_D ($= V\delta/D$, where δ is the quenching distance and D is the diffusivity of fuel vapor) was introduced. Using these non-dimensional parameters, the flame spread mechanism was divided into two separate regimes: for the shallow liquid pool the non-dimensional flame spread rate was correlated with $\{Gr^{0.15} / (Ma \cdot Pr)\}^{1.0}$, while for the deep liquid pool it was correlated with $\{Gr^{0.15} / (Ma \cdot Pr)\}^{1.5}$. Flame spread rate decrease with decreasing gravity. The effect of gravity on flame spread rate for deep liquid pool is greater than that for shallow liquid pool, so that the former is smaller than the latter under micro-gravity condition. Also scaling analysis shows that decreasing initial liquid temperature is similar effect of decreasing gravity on flame spread, i.e., flame spread at initial liquid temperature of 293K for n-butanol deep pool under micro-gravity condition seems to be same as that at 260K under normal gravity condition. The pulsation was not observed under micro-gravity at 293K, because this condition is thought to be same as psued-uniform flame spread which is observed at low initial liquid temperature under normal gravity.

Key Words : Flame spread; Sub-flash liquids; Pulsation; Normal gravity; Micro-gravity

1. 緒言

液体燃料貯蔵タンクからの燃料漏えい、あるいはタンカー、自動車、飛行機など輸送機関連の事故に伴う火災安全上の見地から、液体燃料上の燃え拡がりの研究がなされてきた[1-11]。これらの研究結果は、Glassman と Dryer によって詳細にレビューされている[12]。前述での事故の想定は地上に限定されていたが、1986年のスペースシャトル「チャレンジャー号」の液体燃料漏えいによる爆発事故を受け、米国 NASA を中心に燃え拡がりに及ぼす重力の影

響について国際的に研究がなされるようになってきた[13-16]。

液体燃料上の燃え拡がりに果たす重力の影響は、雰囲気温度が燃料の引火点よりも高い Super-flash 状態と、それ以下の Sub-flash 状態とでは大きく異なる。とりわけ、Sub-flash 状態では、周期的に火炎がジャンプを繰り返す振動燃え拡がり (Pulsation) が生じる。振動燃え拡がりは、0.5~1 Hz 程度の主振動と、5~10 Hz 程度の副振動から成る[17]。前者は液相に形成される渦流とこれに伴う燃料蒸気の形成に起因し、後者は気相での再循環流の生成・消滅に起因していると考えられる。このように、振動燃え拡がりは気液両相での熱の流れと気相での反応が相互に影響する複雑な

* Corresponding author. E-mail: kozue.takahashi@jnl.co.jp

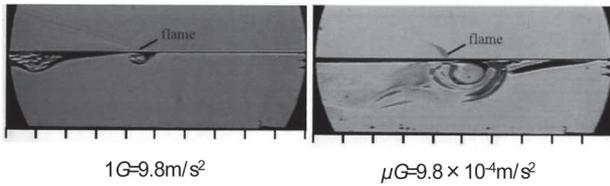


Fig.1 Comparison to sub-surface layer circulation of normal gravity and micro-gravity [15]

現象であり、これに重力(浮力)がどのように作用するかは、明確ではなかった。重力環境を色々変えての実験が困難なこともあり、数値モデルによる解析も以前からなされてきた[18-22]。数値解析では、振動燃え拡がりに果たす重力の影響は気相での浮力の作用の有無に依存し、液相内での現象にはほとんど影響しないとの結果が提示された。一方、Williams によるスケール解析[23]や著者らにより液相内の流れと温度場の解析から[24-27]、燃え拡がり速度や振動周期にはむしろ液相内の浮力の影響が大きいとの提言がなされたが、両者の見解には大きな開きがあり、長い間議論が硬直化していた。とりわけ、液体燃料層が深い状況下で重力の作用が大きくなることが予想されたが、落下塔や航空機を利用した微小重力環境下では、深い液体相での燃え拡がり実験は極めて困難であった。Ross と Miller らは、サウンドロケットによる一連の微小重力環境下での燃え拡がり実験に成功し、Fig.1 に示す貴重なデータを提示[15]した。彼らの実験は、地上(1G)と微小重力場(μG)での気相の条件を同等にすべく、平均流速 0.3m/s の対向流中での深い燃料層上燃え拡がりに対して、カラーシュリーレンと PTV 法による液相内の温度場と速度場の測定、IR カメラによる液表面温度分布の測定がなされた。Fig.1 は、1G と μG の液相内のシュリーレン写真の一例であり、これより 1) 火炎先端前方に形成される渦のスケールが μG では 1G の約 4 倍程度大きくなること、2) μG での燃え拡がり速度が 1G でのその約 1/2 になること、3) Pulsation の主振動が観察されなかったこと、などが判明した。

一方、著者らによる地上での一連の実験から、Fig.2 に示す Pulsation 主振動のモデルが提案されている[28]。Fig.2 左に火炎写真と液相内の影写真を、また右は Pulsation の 1 サイクルをモデルで示している。すなわち、Pulsation は次の 4 つのステップから成る。

- Step (a) : 火炎が液面上をゆっくりと進み、液相には温度勾配に起因した表面張力流、気相には火炎による浮力流が形成される。液相では渦が発達していく。
- Step (b) : 渦の発達に伴い、表面波が発生する。表面波により低温領域ができ、火炎は表面波より前方に伝ばできない。
- Step (c) : 低温領域が温まり、可燃蒸気濃度が可燃限界に達する。
- Step (d) : 可燃蒸気に引火して、火炎は大きく前方に伝ばする Jump 状態となる。

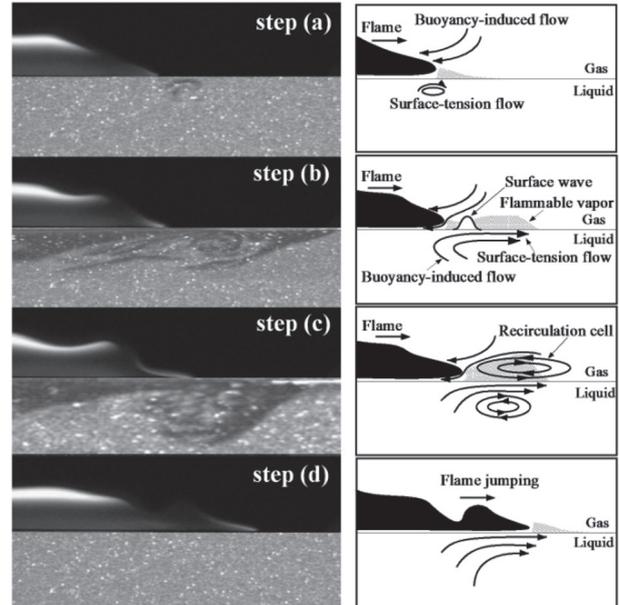


Fig.2 Pulsating flame spread model [28]

振動燃え拡がりは、上記のステップを繰り返す。

本研究の目的は、振動燃え拡がりに及ぼす重力の影響を明らかにすることにある。上記モデルと Fig.1 の結果を合わせると、燃え拡がりに及ぼす重力の作用は、おもに Step (a)~(c) の渦の成長過程(渦のスケール)とこれに基づく表面波の生成にあると考えられる。著者らは、これまでに燃え拡がり火炎先端近傍の液相内流動に注目し、その不安定解析とスケール解析から燃え拡がりに及ぼす 4 つの無次元パラメータを導いた[29]。本報では、これら 4 つの無次元パラメータのうち燃え拡がりに及ぼす重力の影響を考える上で重要なマランゴニ数とグラスホフ数を用いて厚い燃料層および薄い燃料層表面上の燃え拡がり速度および Pulsation の発生領域を整理する。さらに、通常重力場と微小重力場での整理結果を比較し、燃え拡がりに及ぼす重力の影響を明らかにするとともに、通常重力場で微小重力場を模擬する条件について考察する。

2. 記号

D	燃料蒸気の拡散係数, m^2/s
Fr	フルード数
f	振動数, Hz
Gr	グラスホフ数
G	重力加速度, m/s^2
H	初期燃料層深さ, m または mm
h	流動する液膜深さ, m または mm
h_F	流れ場の特性深さ, m または mm
h_T	温度場の特性深さ, m または mm
h_T/L	温度場の特性長ささと深さの比
k	波数 ($\equiv 2\pi/\lambda$), m^{-1}

- L 温度場の特性長さ, m または mm
 Ma マランゴニ数
 Pe ペクレ数
 Pr プラントル数
 q_i 液面からの熱流束, W/m^2
 T 温度, K
 T_b 初期液温度, K
 T_b/T_{fp} 無次元初期液温
 T_b 初期液温度, K
 T_{fp} Flash point 温度, K
 T_i 気液界面温度, K
 U 液相内速度 ($\equiv \frac{U_S}{\bar{h}} y^2$ ($0 \leq y \leq \bar{h}$)), m/s
 U_S 気液界面速度, m/s
 u 液相厚さ方向の平均速度 ($\equiv \int_0^{\bar{h}} U dy / \bar{h} = \frac{1}{3} U_S$), m/s
 V 燃え拡がり速度 (時間平均), m/s
 V/V_D 無次元燃え拡がり速度 ($\equiv Pe$)
 V_D 可燃蒸気の拡散速度 ($\equiv \frac{D}{\delta}$), m/s
 We ウェーバー数
 x 流れ方向の座標, m
 y 液面に垂直方向の座標, m
- Greek Symbols**
- β 運動量補正係数 ($\equiv \int_0^{\bar{h}} U^2 dy / u^2 \bar{h} = \frac{9}{5}$), m/s
 Γ 単位幅当りの液体積流量 ($\equiv \int_0^{\bar{h}} U dy = \frac{1}{3} U_S \bar{h}$), m^2/s
 γ 特性深さのスケール比 ($\equiv h_F / h_T$)
 ΔT Flash point, T_{fp} と初期液温度, T_b の温度差, K
 δ 消炎距離, m
 λ 波長, m
 λ_l 熱伝導率, $W/(m \cdot K)$
 μ 粘性係数, $Pa \cdot s$
 ν 動粘性係数, m^2/s
 ρ 密度, kg/m^3
 σ 表面張力, N/m
 σ_T 表面張力の温度係数, $N/m \cdot K$
 τ_b せん断応力, Pa
 τ_i マランゴニ力による表面せん断応力, Pa

Subscripts

- b 液相
 i 気液界面

文字上に - を付す 時間平均値

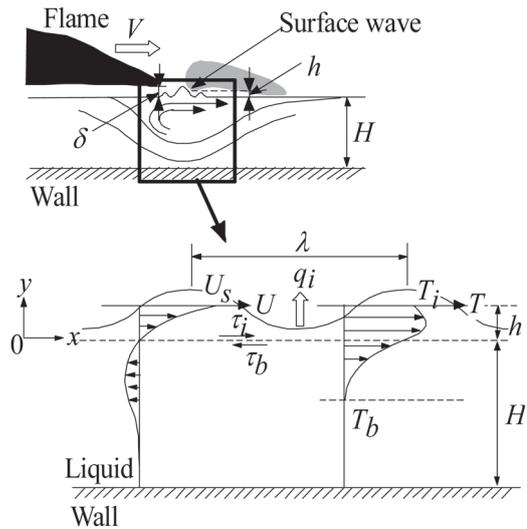


Fig.3 Sub-surface layer flow model and symbols

3. 理論解析

3.1. 基礎式

理論解析で用いた記号及びモデル図を Fig.3 に示す. 理論解析の詳細は[29]を参照し, ここでは, 液体燃料表面上の燃え拡がりに及ぼす重力の影響を考える上で必要な結果の概略を述べる. 火炎先端前方の液表面における波の生成条件は, 次式のように表す.

$$(1 - \bar{\beta}) \bar{u}^2 = g \bar{h} + \sigma k^2 \frac{\bar{h}}{\rho} + \sigma_T \frac{q_i}{\rho \lambda_l} \tag{1}$$

液相内の速度分布の測定結果[30]から, 主流の速度分布を $U = \frac{U_S}{\bar{h}} y^2$ ($0 \leq y \leq \bar{h}$) と仮定すると, 主流の単位幅あたりの体積流量は $\Gamma = \int_0^{\bar{h}} U dy = \frac{1}{3} U_S \bar{h}$, 液膜の深さ方向平均速度の時間平均値は $\bar{u} = \int_0^{\bar{h}} U dy / \bar{h} = \frac{1}{3} U_S$, 運動量補正係数の時間平均値は $\bar{\beta} = \int_0^{\bar{h}} U^2 dy / u^2 \bar{h} = \frac{9}{5}$ となる. これらをもとに,

式 (1) の各項を比較した結果を Fig.4 に示す. 横軸の体積流量は実験より得られた値であり, この範囲内では, 式 (1) 右辺第 3 項が液表面の流動およびこれに基づく波の生成に最も影響が大きいことがわかる. また, この範囲内の体積流量に対する気液界面速度は $U_S = 3 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-2}$ m/s の範囲である.

3.2. 無次元パラメタ

気液界面での熱流束と運動量のつりあい式を導入する.

$$q_i = \frac{\lambda_l \Delta T}{\alpha h_T} \tag{2}$$

$$\mu \frac{U_S}{h_F} = \sigma_T \frac{\Delta T}{L} + \beta \rho g \frac{\Delta T}{L} h_T^2 \tag{3}$$

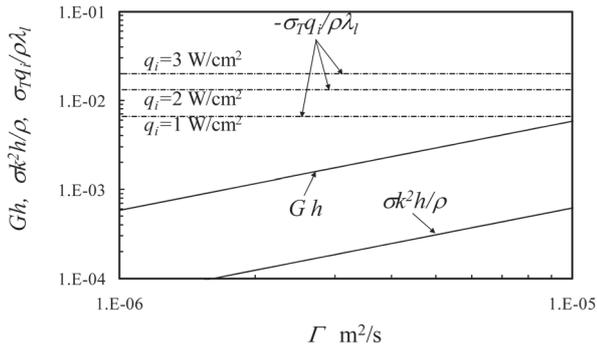


Fig.4 Comparison to gravity term, surface tension force term and marangoni term

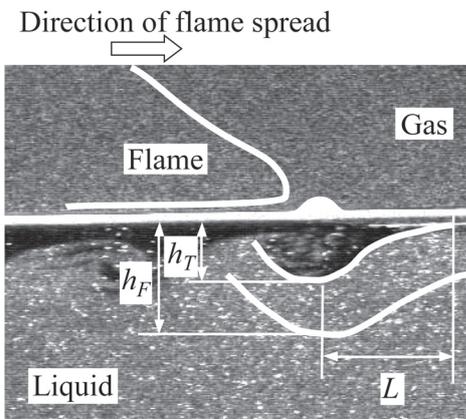


Fig.5 Thermal characteristic length, L , and thermal and flow depth, h_T and h_F , of sub-surface layer circulation (fuel: n-butanol, initial fuel depth: $H = 50\text{mm}$, initial temperature: 296K)

式(3)の右辺第1項はマランゴニ力項, 第2項は浮力を表す. ここで, Fig.5に示したように, L と h_T は温度場の渦の長さとし深さであり, h_F は流れ場の渦の深さである. 温度場と流れ場の深さの比を次式のようにおく.

$$\gamma \equiv \frac{h_F}{h_T} \quad (4)$$

式(2)~(4)を用いて, 式(1)を次のように表す.

$$1 - \bar{\beta} = \frac{1}{Fr^2} + 4\pi^2 \frac{\bar{h}}{\lambda} \frac{1}{We} \left\{ \frac{1}{\sqrt{Ma}} + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \right\}^2 \quad (5)$$

$$Fr \equiv \frac{\sqrt{\gamma} \sigma_T \Delta T}{2\mu\sqrt{g}} \frac{1}{\sqrt{h_T}} \frac{h_T}{L} \quad (6)$$

$$We \equiv \frac{\gamma^2 \rho \sigma_T^2 \Delta T^2}{4\mu^2 \sigma} \lambda \left(\frac{h_T}{L} \right)^2 \quad (7)$$

$$Ma \equiv \frac{\gamma^2 \rho \sigma_T \Delta T}{4\mu^2} h_T \left(\frac{h_T}{L} \right)^2 \quad (8)$$

$$Gr \equiv \frac{\gamma^2 \beta^2 \rho^3 g^2 \Delta T}{4\mu^2 \sigma_T} h_T^5 \left(\frac{h_T}{L} \right)^2 \quad (9)$$

式(6)から(9)の無次元パラメタはそれぞれ, フルード数, ウェーバー数, マランゴニ数, グラスホフ数である. これら無次元パラメタには全て, 表面波の生成と消滅に起因する特性長さとし深さの比が含まれている. ここで, 液表面における波の生成条件に最も大きな影響がある式(1)の右辺第3項から導き出された無次元パラメタは, 式(8)と(9)のマランゴニ数とグラスホフ数である. このことから, マランゴニ数とグラスホフ数を中心に議論を進めることとする.

4. 実験装置と方法

4.1. 通常重力場の燃え拡がり

上述の理論解析の結果から, 振動燃え拡がりに及ぼす重力の作用を議論する際に, 液相内に生じる渦のスケール比, すなわち特性長さとし深さの比を知る必要がある. ここでは, 燃え拡がり速度に加え, 液相内の渦を可視化し, それぞれの渦のスケールを測定した.

実験装置の概要を Fig.6 に示す. 実験装置は燃え拡がり試験部, 温度場の可視化を行う HSSG 装置 (High Sensitivity Shadow-Graph) および流れ場の可視化を行う PTLs 装置 (Particle-Track Laser Sheet) で構成されている. 燃料容器の両側面はパイレックス製で, 長さ 480mm × 幅 20mm , 底部を変えることで燃料深さを $2, 5, 7, 10, 15, 20, 50\text{mm}$ の7段階に調整できるようにしてある. 試験燃料として n-butanol, n-propanol を用いた. メニスカスの影響を考慮して, 燃料容器いっぱい燃料を充填した. 燃料容器一端をニクロム線加熱して着火し, そこから火炎を伝ばさせ, 燃え拡がりの様子をデジタルカメラで記録した. 燃え拡がり速度は燃え拡がり火炎先端部の移動距離と時間から算出した.

液相内に生じる温度場の渦スケールの測定は拡散光を用いた HSSG 法[27]を用いた. 光源は 50mW の He-Ne レー

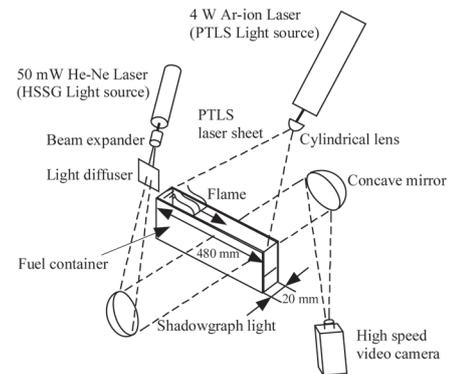


Fig.6 Experimental apparatus in normal gravity

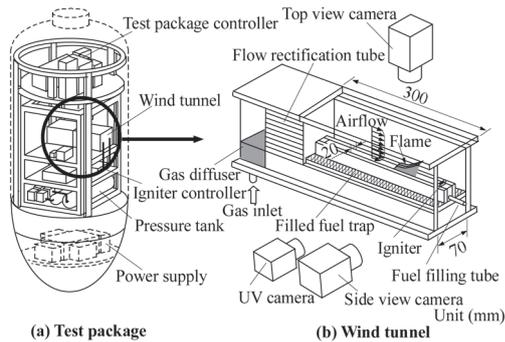


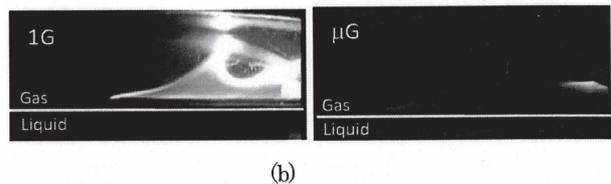
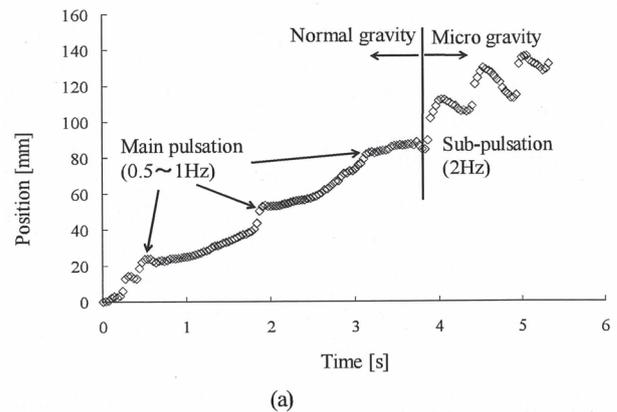
Fig. 7 Experimental apparatus for shallow liquid pool in microgravity

ザであり, これをビームエクパンダーで広げ, トレースペーパーを通過させて拡散光にした後, 凹面鏡を介して平行光線とし, 試験部に入射させる. 液相内に生じる流れ場の渦スケールおよび液体速度の測定は燃料に拡散させたトレーサ粒子を用いた PTLs 法[31]を用いた. 記録は高速ビデオカメラ (125 frames/sec, 20 mm×20 mm field of view) で行った. 液相内に生じる温度場と流れ場の渦スケールは同時に測定された.

4.2. 微小重力場の燃え拡がり

微小重力場の実験のうち, 初期燃料層が厚いものについては, H. Ross らの実験[15]によりデータを得ていることから, 今回は深さ 3 mm の薄い燃料層について, MGLAB (Micro Gravity Laboratory of Japan) の落下塔施設を使用して行った. 真空チューブ内を約 150 m 自由落下することで 4.5 秒間の微小重力場が得られる. 微小重力場試験のテストトラックの概要を Fig.7(a) に示す. テストトラックは, 風洞, 燃料容器, 燃料注入シリング, 3 台のビデオカメラ, ガスコントロールシステムから成る. 燃料容器 (長さ 250 mm×幅 20 mm×深さ 3 mm) は, 風洞 (縦 70 mm×横 70 mm×長さ 300 mm : Fig.7(b)) の中に置かれている. 平均対向流速を風洞内に 25 l/min の空気を送り, 0.1 m/s とした. 燃料着火は, 液面より 1 mm 上方に設置したコイル状のニクロム線を電気加熱することで行った. 初期燃料温度は, 熱電対を燃料容器中に挿入して行った. 燃え拡がりの様子を上部と側部の合計 3 台のカメラで記録した. 側部の一方のカメラは実際の火炎を記録し, 他方のカメラは微小重力場の blue flame を記録するため ultraviolet image を記録した. テストトラックは 1 気圧の乾いた空気に満たされたテストパッケージにシールドされている[32].

実験は, テストパッケージの落下準備が整ったところで試料ガスを流すと同時にニクロム線で着火を行い, 火炎が所定の位置まで燃え拡がったところでテストパッケージを落下させ, 微小重力状態とした. テストパッケージの制動とともに出力される制動信号によりシリングポンプと消火ガスの電磁弁を動作させることで容器内の液体燃料を吸い出し, 消火ガスを風洞内に流し消火を行った.

Fig. 8 Flame position versus time (a) and flame photographs (b) for 0.1m/s opposed flow velocity at 1G and μ G condition

5. 結果と考察

5.1. 燃え拡がりに与える対向流速と火炎の影響

Fig. 8 は平均対向流速 0.1 m/s での 1G から μ G に移行したときの火炎先端位置の時間変化 (a) と火炎の様子 (b) を示したものである. 1G では火炎が液面上をゆっくり進む Step (a)~(c) と大きく前方に進む Step (d) の Jump 状態を繰り返す Pulsation (主振動) がみられる. μ G では火炎先端が細かく振動する Sub-pulsation (副振動) がみられるが, 振動の最先端位置はジャンプすることなく前方へ移動しており, 液相内の渦に起因する Pulsation は生じていない. H. Ross ら[15]による微小重力場での実験でも Pulsation は観察されなかった. また, 本実験のような 2 Hz の Sub-pulsation も彼らの実験では観察されなかった. これは, 平均対向流速が 0.3 m/s と本実験より大きく実験を行っており, この流速は浮力により誘起される流れとほぼ同等であるため, 火炎先端部への酸素供給量を 1G と同等に保つことができ不安定が起りにくくなったためと考えられる. また, 火炎は 1G に比べ μ G では液面にへばりつくような形状となり, 青炎のみとなる.

本報と H. Ross らの微小重力場の実験では平均対向流速に違いがある. そこで, 平均対向流速による違いを μ G 下での実験が困難であるため, 1G 下で平均対向流速 0.05 ~ 0.25 m/s で実験を行った. その結果を Fig.9 に示す. 平均対向流速が増すほど, 燃え拡がり速度が遅くなっていることがわかる. したがって, μ G 下での H. Ross らの実験結果を比較する際に平均対向流速を考慮する必要がある.

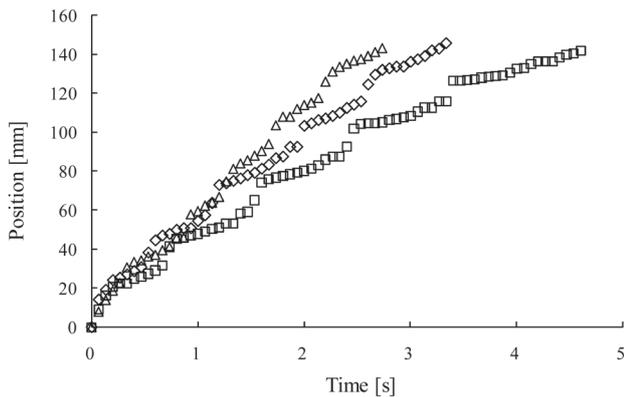


Fig.9 Flame position versus time for three different kind of opposed flow velocity (Δ : 0.05m/s, \diamond : 0.1m/s, \square : 0.25m/s)

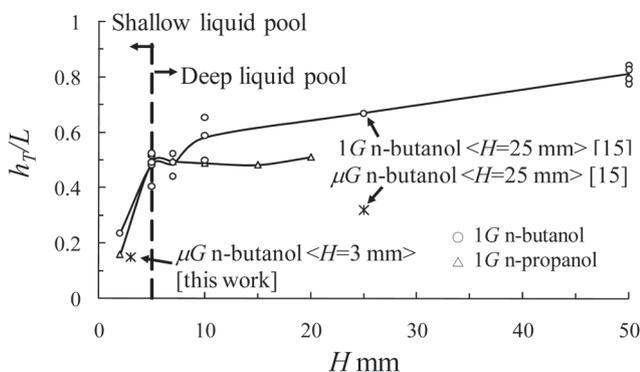


Fig.10 Ratio of characteristic length and characteristic depth of subsurface layer circulation versus initial fuel layer depth (Δ n-propanol \circ n-butanol, tray width = 20mm)

5.2. 液相内の渦スケール

Fig.10 は燃え拡がり火炎前方の液相内に生じる渦の特性長ささと深さの比 (h_T/L) と初期燃料層深さ (H) の関係を、n-propanol と n-butanol について示したものである。振動燃え拡がりでは渦のスケールは燃え拡がり過程 (Fig.2 の step (a)~(c) の間) で変化するが、ここでは、渦が最大となる step (c) の状態を示している。

特性長ささと深さの比 (h_T/L) は、1 G の実験データでは、 $H = 2 \sim 5$ mm においては、n-propanol と n-butanol 共に急激に上昇し、n-propanol は $H = 5 \sim 20$ mm, n-butanol は $H = 5 \sim 50$ mm において上昇が緩慢となる。すなわち、初期燃料厚さが $H < 5$ mm のとき、 h_T が抑えられ、 L が発達し、初期燃料厚さが $H > 5$ mm のとき、初期燃料厚さが大きくなるのに従い、 L , h_T ともに大きくなり、初期燃料厚さが十分に厚くなるとこれらは一定の値に近づく。スケール比が初期燃料厚さに依存する領域を薄い領域 ($H < 5$ mm)、依存しない領域を厚い領域 ($H > 5$ mm) と定義する。

n-propanol と n-butanol の温度場の特性深さ (h_T) および流れ場の特性深さ (h_F) と初期燃料層深さ (H) の関係については文献 29 を参照する。温度場と流れ場の特性深さおよび燃料種の違いを考慮する意味で、次節の燃え拡がり速度の

Table 1 Thermo-physical properties of and Pr number calculated for methanol, ethanol, n-propanol and n-butanol.

Fuel	Pr	Kinematic viscosity	Thermal diffusivity	Diffusivity of vapor
		$\nu \times 10^{-6} (m^2/s)$	$a \times 10^{-6} (m^2/s)$	$D \times 10^{-6} (m^2/s)$
Methanol	6.88	0.705	0.1024	112
Ethanol	15.64	1.373	0.0878	92.7
n-Propanol	31.36	2.49	0.0794	75.4
n-Butanol	40.9	3.23	0.0789	63.5

無次元整理では、マラゴニ数 (Ma) とグラフホフ数 (Gr) にプラントル数 (Pr) を加えて議論する。

5.3. 燃え拡がり速度の無次元整理と重力の影響

Sub-flash 状態にある液体燃料の燃え拡がり速度に対する燃料種の違いは、可燃蒸気の生成速度に依存する。そこで、可燃蒸気の生成速度を蒸気の拡散速度で代表させ、無次元燃え拡がり速度 (V/V_D) を次のように定義した。

$$\frac{V}{V_D} = \frac{V\delta}{D} \tag{10}$$

ここで、 V_D は燃料蒸気の拡散速度、 D は燃料蒸気の拡散係数、 δ は消炎距離である。通常重力場における消炎距離は燃料種によってそれ程変わらず、およそ 0.8 mm 程度である。一方、微小重力場では通常重力場に比べて 50 % 程度大きくなり、1.2 mm 程度であった。消炎距離については、重力の影響のみを考慮し、燃料種によらず一定とした。一方、燃料蒸気の拡散係数は引火点温度と火炎先端部の温度 (約 1100 K) の平均温度に対して参考文献[33]より算出した。各アルコールに対する拡散係数は Table 1 のとおりである。

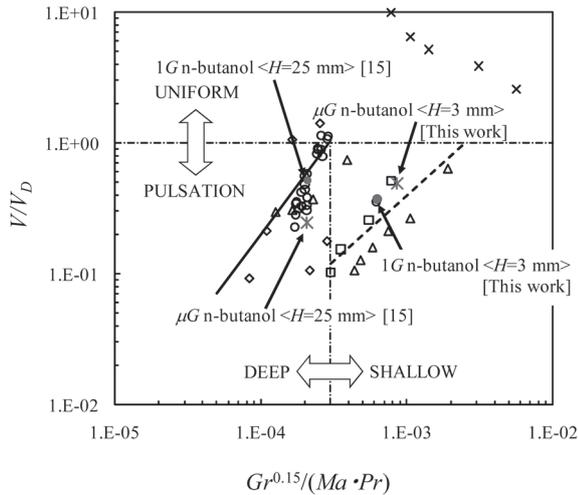
3 章で述べたとおり、振動燃え拡がりにかかわる重力無次元パラメタは Ma 数と Gr 数であり、これらを用いて無次元速度を整理する。 Ma 数と Gr 数の中に渦のスケール比 h_T/L と渦の深さ h_T が含まれる。そこで第 1 義的に温度場の特性深さが Gr 数に、特性長ささが Ma 数に関係すると考え、次式のようにおいた。さらに、燃料種毎の温度場と流れ場の渦の深さを補正する意味で、プラントル数 (Pr) を導入した。

$$h_T \left(\frac{h_T}{L} \right)^2 = C_1 \left(\frac{Gr}{MaPr} \right)^{C_2} = C_1 \left(\frac{\beta^2 \rho^2 g^2 a}{\sigma_T \nu} h_T^4 \right)^{C_2} \tag{11}$$

ここで $Pr \left(\equiv \frac{\nu}{\alpha} \right)$ はプラントル数である。式 (11) を式 (8), (9) に代入し、実験データから C_1, C_2 を求めると式 (12) となる。

$$\frac{Gr^{C_2/1+C_2}}{MaPr} = \left(\frac{4C_1 \mu^2 a}{\gamma^2 \rho \sigma_T \Delta T \nu} \right)^{1/C_2} \tag{12}$$

$$C_1 = 3.2 \times 10^{-4}, C_2 = 0.17$$

Fig.11 Flame spread rate as a function of $Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)$

(◇ methanol: $H = 1-10$ mm; □ ethanol: $H = 1-5$ mm;
 △ n-propanol: $H = 2-20$ mm; ○ n-butanol: $H = 2-50$ mm;
 × uniform (ethanol: $H = 1-3$ mm))

Fig.11 は、各種アルコール燃料の無次元燃え拡がり速度 V/V_D を無次元パラメタ $Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)$ で整理した結果を示している。n-propanol と n-butanol については本実験結果を、methanol, ethanol と n-propanol については文献[10]と[11]の結果を引用している。研究者によって燃料容器寸法など条件の違いや、振動燃え拡がりの性質上、その平均速度の算出方法等も含め、ばらつきは否めない。しかし、各種燃料ともに、また微小重力場での結果も含め、初期燃料層厚みによって、それぞれ薄い燃料層と厚い燃料層に分けてデータが整理された。これら実験データを最小二乗法で近似すると、無次元燃え拡がり速度は薄い燃料層では

$$V/V_D \approx \{Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)\}^{1.0} \quad (13)$$

厚い燃料層では

$$V/V_D \approx \{Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)\}^{1.5} \quad (14)$$

の関係となる。そして両者の境界は $Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr) \approx 3 \times 10^{-4}$ となる。一方、無次元燃え拡がり速度がおよそ 1 を超えると、燃え拡がり様式は、振動燃え拡がりから一様燃え拡がりに移行する。この物理的意味は、燃え拡がり速度 V と可燃蒸気の拡散速度 V_D がバランスすることで、火炎先端前方に安定的に可燃蒸気が供給されるため、振動燃え拡がりが消滅するものと解釈される。

Fig.11 の結果から、燃え拡がりに及ぼす重力の影響は、厚い燃料層の方が著しい。なぜなら、重力加速度を含む Gr 数の指数が厚い燃料層の方が大きいからである。燃え拡がりに及ぼす重力の影響を明確にするために、式 (13) と (14) から、無次元燃え拡がり速度と重力加速度 G との関係を描

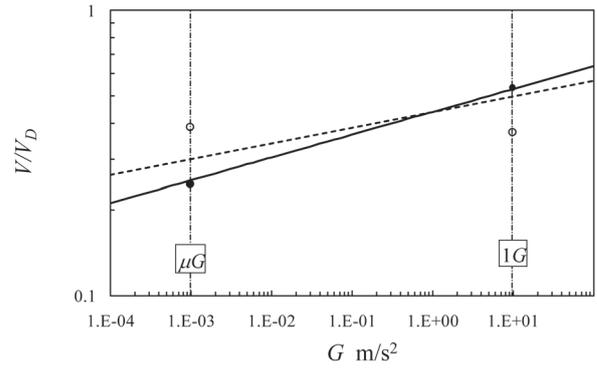


Fig.12 Flame spread rate versus gravity

(●, — : deep liquid pool for n-butanol ($H = 25$ mm)
 (○, --- : shallow liquid pool for n-butanol ($H = 3$ mm))

出した結果を Fig.12 に示す。燃え拡がり速度は薄い燃料層では

$$V/V_D \approx G^{0.05} \quad (15)$$

厚い燃料層では

$$V/V_D \approx G^{0.08} \quad (16)$$

の関係になる。通常重力場では、燃料種および初期液温が同じであれば、厚い燃料層での燃え拡がり速度が薄い燃料層のそれよりも大きい。反対に、微小重力場では薄い燃料層の燃え拡がり速度の方が厚い燃料層のそれよりも大きくなる。1G と μG の間で両者は逆転するが、その交点は本整理式からの予測では、およそ 0.1G 程度となる。これについては、今後低重力環境での実験を行い、確かめる必要がある。なお、Fig.11 中での薄い燃料層での μG の実験データ (○印で示す) が 1G のそれよりも大きいのは、施設の都合上、初期液温が 297 K と通常重力場の 293 K に比べて高かったためである。また、 μG における厚い燃料層の対向流速が 0.3 m/s に対し、薄い燃料層のそれは 0.1 m/s と小さかったこともあり、 μG での薄い燃料層のデータは厚い燃料層のデータに比べ液温と平均対向流速を考慮して見る必要がある。

5.4. 初期液温制御による微小重力場の模擬

前節の整理式から、微小重力場でも通常重力場でも無次元パラメタが同等であれば少なくとも燃え拡がり速度は同等となることがわかった。重力加速度の減少は Gr 数が小さくなることから、Fig.11 の無次元パラメタは小さくなる。一方、無次元パラメタは引火点と初期液温の差が分母に含まれるため、初期液温を下げることで、無次元パラメタは減少する。したがって、無次元パラメタの大きさが μG と同等になる初期液温を選択することで、通常重力場で微小重力場の燃え拡がりを模擬できる可能性がある。そこで、

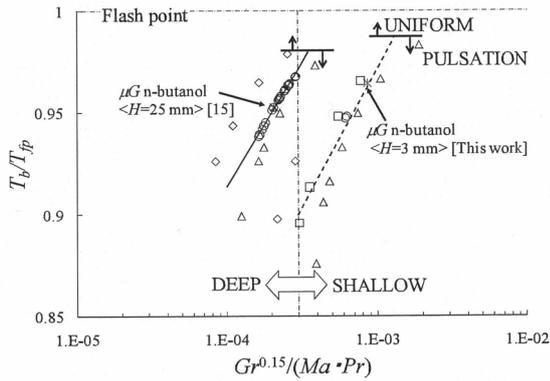


Fig.13 Initial temperature ratio as a function of $Gr^{0.15} / (Ma \cdot Pr)$
 (◇ methanol: $H = 1-10\text{mm}$; □ ethanol: $H = 1-5\text{mm}$;
 △ n-propanol: $H = 2-20\text{mm}$; ○ n-butanol: $H = 2-50\text{mm}$)

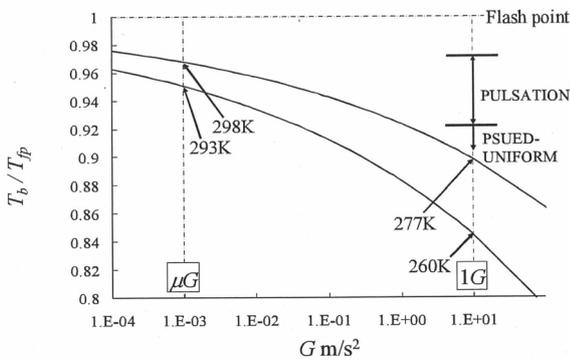


Fig.14 Initial temperature rate versus gravity (— : deep liquid pool for n-butanol)

燃料の初期液温と無次元パラメタの関係を調べ、次いで、重力の変化に対して通常重力場での現象が相似となる初期液温について検討した。

Fig.11 に示した無次元燃え拡がり速度のそれぞれの実験点に対する初期液温を引火点 (T_{fp}) で無次元化した値 (T_b/T_{fp}) を無次元パラメタ $Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)$ で整理した結果を Fig.13 に示す。燃え拡がり速度は初期液温に依存するため、無次元パラメタにより薄い燃料層及び厚い燃料層でそれぞれ次のように整理される。

$$T_b/T_{fp} \approx \{Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)\}^{0.063} \quad (17)$$

$$T_b/T_{fp} \approx \{Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)\}^{0.056} \quad (18)$$

ここでは、重力の影響が大きい厚い燃料層について燃え拡がりに及ぼす初期温度と重力との相関について調べた。すなわち μG における n-butanol の初期液温毎の無次元パラメタを求め、これら無次元パラメタが同じ値になるときの重力毎の初期温度を求めた結果が Fig.14 である。これより、厚い燃料層では重力の減少に伴って、初期液温を低下させることで液相内の条件は相似になると予想される。薄い燃料層については厚い燃料層との違いはみられず、初期液温

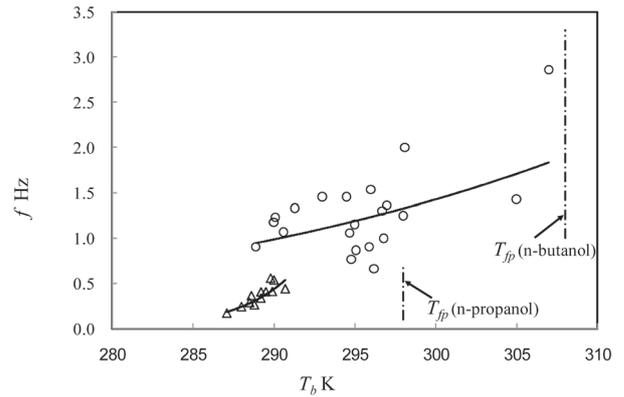


Fig.15 Frequency versus initial liquid temperature (△ n-propanol: $H = 10-20\text{mm}$; ○ n-butanol: $H = 10-20\text{mm}$)

と重力の関係は厚さによらないと言える。

Fig.15 は n-propanol と n-butanol の厚い燃料層での pulsation の振動周波数と初期液温の関係を示したものである。初期液温の低下とともに振動周波数は低下し、限られた燃焼区間で振動が見られない擬一様燃え拡がり (psued-uniform) に近づくことがわかる。Ross らの実験[15]で 293 K の n-butanol に対して火炎のジャンプが観察されなかったことを考慮すると、微小重力場では、ちょうど液温を低下させた時に観察される擬一様燃え拡がりに近い状況にあったものと推察される。

以上の議論は、液相の相似条件に限ったものである。微小重力環境では、浮力による火炎先端部での流れ込みがなく、酸素の供給は通常重力場より低下すると推定される。これまで減酸素気流中での液体燃料上の燃え拡がりについて微小重力環境下での現象と比較検討した[27]。通常重力場で微小重力環境での燃え拡がりをより精度を上げて模擬するためには、液相の条件に加えて、気相での条件も明確にする必要があるが、この点については今後の課題とする。

6. 結言

Sub-flash 状態の液体燃料燃え拡がりに特有の振動燃え拡がり現象について、火炎先端傍の液相内流動に注目して、その不安定解析とスケール解析を基に燃え拡がりに及ぼす重力の影響を調査するとともに、通常重力場で微小重量場での燃え拡がり現象を模擬する条件について考察した。得られた知見は以下の通りである。

- (1) スケール解析から得られた 4 つの無次元数のうち、振動燃え拡がりに最も影響を与えるマランゴニ数 (Ma) とグラスホフ数 (Gr) にプラントル数 (Pr) を加えた無次元パラメタを用いて、無次元燃え拡がり速度を整理した。その結果、種々のアルコール燃料に対して、重力の違いも含めて厚い燃料層と薄い燃料層に分類でき、それぞれ (13), (14) 式で整理されることを示した。
- (2) 燃え拡がりに及ぼす重力の影響は、厚い燃料層の方が

著しい。すなわち、通常重力場では、燃料種および初期液温が同じであれば厚い燃料層での燃え拡がり速度が薄い燃料層のそれよりも大きい。ある重力加速度で両者の関係は逆転し、微小重力場では薄い燃料層の燃え拡がり速度が厚い燃料層より大きくなる。

- (3) 無次元パラメタ $Gr^{0.15}/(Ma \cdot Pr)$ の値が同じであれば、燃え拡がり速度が同等になることから、重力加速度の減少は初期液温の低下と同等の効果をもたらす。すなわち、無次元パラメタの大きさが μG と同等になる初期液温を選択することで、通常重力場で微小重力場の燃え拡がりを模擬できる可能性を示した。
- (4) 微小重力環境下での厚い n-butanol 燃料上の燃え拡がりでは、Pulsation の主振動が観察されなかった。一方、燃料初期液温が低下すると振動周波数が減少し、ある液温以下で火炎のジャンプが観察されない擬一様燃え拡がりとなることが推定される。これらのことと上記(3)の結果を考え合わせると、微小重力環境下で振動燃え拡がりが観察されなかった理由は、通常重力場での擬一様燃え拡がりと同様の現象が生じていたものと推定される。

謝辞

本研究の一部は宇宙フォーラム「宇宙環境利用に関する公募地上研究」の助成により行われた。また、八戸工業大学の工藤祐嗣氏、大分工業高等専門学校の小西忠司氏、東京大学の桑名一徳氏、ならびにサンディエゴ州立大学の Dr. F. Miller に助言を頂いた。ここに、謝意を表します。

References

1. J. H. Burgoyne, A. F. Roberts and P. G. Quinton, *Proc. of the Royal Society A*, vol. 308, no.1492: 39-53 (1968).
2. J. H. Burgoyne, A. F. Roberts and P. G. Quinton, *Proc. of the Royal Society A*, vol. 308, no.1492: 56-68 (1968)
3. J. H. Burgoyne and A. F. Roberts, *Proc. of the Royal Society A*, vol. 308, no. 1492: 69-79 (1968)
4. I. Glassman, J. G. Hansel and T. Eklund, *Combust. and Flame*, vol. 13, no. 1: 99-101 (1969)
5. H. Isoda, *Kikaino-Kenkyu*, vol. 23, pp. 1505-1510 (1971).
6. K. Akita and O. Fujiwara, *Combust and Flame*, vol. 17, no.2: 268-269 (1971).
7. K. Akita, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 1, no. 1: 1075-1083 (1972).
8. T. Hirano, T. Suzuki, I. Mashiko and N. Tanabe, *Combust. Science and Technology*, vol. 22, no. 1-2: 83-91 (1980.)
9. R. Mackinven, J. F. Hansel and I. Glassman, *Combust. Science and Technology*, vol. 1, no. 4: 293-306 (1970).
10. Y. Matsumoto and T. Saito, *Transaction of the JSME, Series B*, vol. 46: 998-1006 (1980).
11. Y. Matsumoto, T. Saito, *Bulletin of JSME*, vol. 24: 160-167 (1981).
12. I. Glassman and F. L. Dryer, *Fire Safety Journal*, vol. 3: 123-138 (1981).
13. F. J. Miller and H. D. Ross, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 24: 1075-1083 (1992).
14. F. J. Miller and H. D. Ross, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 24: 1703-1711 (1992).
15. H. D. Ross and F. J. Miller, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 26, no. 1: 1327-1334 (1996.)
16. H. D. Ross, *Microgravity Combust.: Fire in Free Fall*, chapter 5, Academic press, San Diego, Calif, USA (2001).
17. T. Konishi, A. Ito, Y. Kudou and K. Saito, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol.29, no. 1: 267-272 (2002).
18. Torrance, K. E., *Combust. Sci. Technol.*, 3 (1971).
19. Sirignano, W. A., *Combust. Sci. Technol.*, 6 (1972).
20. Schiller, D., Ross, H. and Sirignano, W., Thirty-First AIAA Aerospace Science Meeting, Reno, NV (1993).
21. Schiller, D. N. and Sirignano, W. A., *Proc. Combust. Inst.* 26: 319-1325 (1996).
22. Schiller, D. N., Ross, H. D. and Sirignano, W. A, *Combust. Sci. Technol.*: 118-205 (1996)
23. F. A. Williams, *Combust. Theory*, Chapter1, 2, Benjamin/Cummings, Menol Park, Calif, USA (1985).
24. A. Ito, H. Kawano and T. Fukano, *JSME International journal*, vol. 35, no. 4: 565-572 (1992).
25. K. Takahashi, A. Ito, Y. Kudo, T. Konishi and K. Saito, in *Proc. of the 4th International Symposium on Scale Modeling (ISSM '03)*, Cleveland, Ohio, USA, September (2003).
26. K. Takahashi, A. Ito, Y. Kudo, T. Konishi and K. Saito, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 30, no. 2: 2271-2277 (2005).
27. K. Takahashi, Y. Kodaira, Y. Kudo, A. Ito, K. Saito, *Proc. of the Combust. Inst.*, vol. 31: 2625-2631 (2007).
28. T. Konishi, G. Tashtoush, A. Ito, A. Narumi, and K. Saito, *Proc. of Combust. Inst.*, vol. 28: 2819-2826 (2000).
29. K. Takahashi, A. Ito, Y. Kudo, T. Konishi and K. Saito, *International Journal of Chemical Engineering*, vol. 2008, Article ID 178292 (2008).
30. A. Ito, D. Masuda and K. Saito, *Combust. and Flame*, vol. 83, no. 3-4: 375-389 (1991).
31. A. Ito, A. Narumi, T. Konishi, G. Tashtoush, K. Saito and C. J. Cremers, *Journal of Heat Trans.*, vol. 121, no. 2: 413-419 (1999).
32. Y. Kodaira, K. Takahashi, Y. Kudo, H. Torikai and A. Ito, *Proc. of the Forty-Forth Symposium (Japanese) on Combust.:* 418-419 (2006).
33. E. R. Gilliland, *Ind. Eng. Chem.*, 26 (1934).