

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

火災旋風発生時の火炎高さについて—実験室規模の軸対称火災旋風の場合—  
Theoretical and Numerical Study on Flame Height of Axisymmetric Laboratory-Scale Fire Whirls桑名 一徳<sup>1\*</sup>・森下 聡<sup>1</sup>・土橋 律<sup>1</sup>・櫛田 玄一郎<sup>2</sup>KUWANA, Kazunori<sup>1\*</sup>, MORISHITA, Satoshi<sup>1</sup>, DOBASHI, Ritsu<sup>1</sup>, and KUSHIDA, Genichiro<sup>2</sup><sup>1</sup> 東京大学工学系研究科 〒113-8656 文京区本郷 7-3-1  
University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan<sup>2</sup> 愛知工業大学工学部機械学科 〒470-0392 豊田市八草町八千草 1247  
Aichi Institute of Technology, 1247 Yachigusa, Yagusa-cho, Toyota 470-0392, Japan

2008 年 4 月 17 日受付; 2008 年 6 月 17 日受理/Received 17 April, 2008; Accepted 17 June, 2008

**Abstract** : A fire whirl may occur when a pool fire interacts with a swirling flow. This paper discusses the mechanism of flame-height increase of laboratory-scale axisymmetric fire whirls. The classical Burke-Schumann theory is first extended to include swirling flows. By applying a coordinate transformation, it is shown that the dimensionless flame height (flame height divided by pool diameter) is proportional to the Reynolds number (based on the fuel evaporation rate) regardless of the presence of swirling flow. Thus, swirling flows have no direct impact on the flame height of a pool fire. Instead, the presence of a swirling flow changes the shape of flame base, increasing the heat flux to the liquid surface and hence the fuel evaporation rate; the flame height is then increased because it is proportional to the fuel evaporation rate. These theoretical findings are validated by a series of numerical simulations conducted in this study as well as previous studies by other researchers.

**Key Words** : Fire whirl, Flame height, Burke-Schumann analysis, Computational fluid dynamics

## 1. はじめに

火災時に火炎と旋回流が相互作用すると、火災旋風と呼ばれる現象が発生することが知られている。火災旋風発生時の特徴の一つとして、火炎高さが著しく増加することが挙げられる。図 1 に火災旋風の例を示す。図 1a の写真は建築研究所で行われた風洞実験[1]で撮影されたもので、火炎からの上昇気流と横風の相互作用により旋回流が誘起され、火災旋風が発生している。旋風が発生している箇所(写真手前側)では、通常のプール火炎と比べて、火炎高さが数倍になっていることがわかる。図 1b は、直径約 3 cm のエタノールプール火炎に旋回流を作用させたときの火炎形状変化の様子を示す。図 1a 同様、旋回流ありの場合は、なしの場合と比べて火炎が高くなっている。これまでに、火災旋風の研究は多く報告されているが[1-16]、火炎高さの増加機構についてはあまり議論されてこなかった。以前

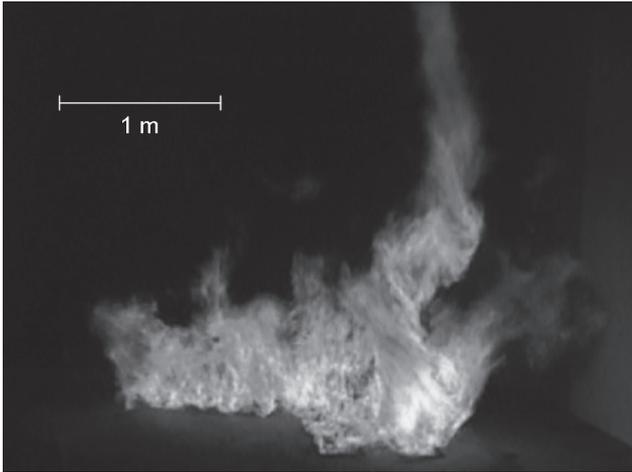
の記事[17]に、「火炎長の増大機構については……別の機会に譲る」と書いたこともあり、本研究では火災旋風発生時に火炎高さが増加する機構について検討する。図 1a のような比較的大規模な火災旋風と図 1b のような小規模の火災旋風では、火炎高さに影響を及ぼす支配的な因子が異なることが考えられる(例えば輻射の影響など)。したがって、ここでは図 1b のような実験室規模の軸対称火災旋風を対象とする。次節以降では、まず単純な理論を用いて火災旋風の火炎高さについて考察した後、これらの理論を詳細な数値シミュレーションと比較することにより、理論の妥当性を検討する。

## 2. 理論考察

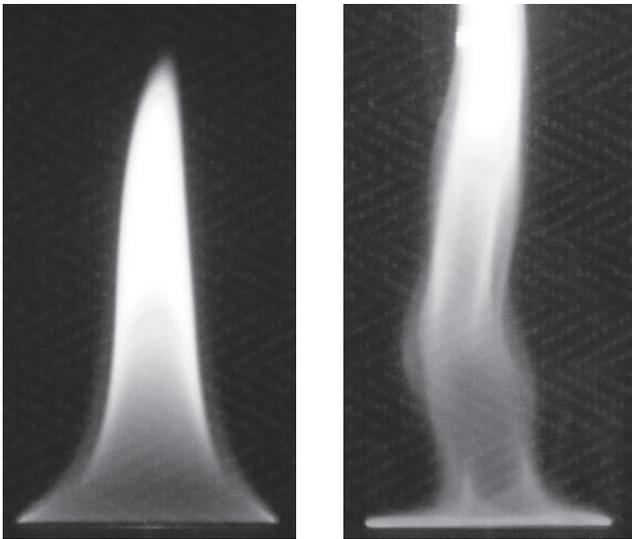
### 2.1. 次元解析による検討

はじめに、次元解析の手法を用いて旋回流が火炎高さに及ぼす影響について検討する。本研究が対象としているような拡散火炎では、燃焼反応が無限に速いと仮定でき、拡

\* Corresponding author. E-mail: k-kuwana@t-adm.t.u-tokyo.ac.jp



(a) Large-scale fire whirl generated in a wind tunnel (fuel, heptane).



Without swirling flow                      With swirling flow  
(b) 3-cm-diameter, small-scale fire whirl (fuel, ethanol)

Fig.1 Fire whirls in different scales.

散と対流のバランスにより火炎形状が定まる。このとき、火炎高さ  $H$  は、ある関数  $\phi$  を用いて次式のように表すことができる。

$$H = \phi(\Gamma, L, c_p, q, \nu, T_0, \Delta T, \rho_0, \Delta\rho, g) \quad (1)$$

ここで、 $\Gamma$  は旋回流の強さ(循環)、 $L$  はプール直径、 $c_p$  は気体の比熱、 $q$  は単位プール面積あたりの発熱量、 $\nu$  は動粘性係数、 $T_0$  は初期温度、 $\Delta T$  は  $T_0$  と火炎温度の差、 $\rho_0$  は初期密度、 $\Delta\rho$  は  $T_0$  と火炎温度における気体密度の差、 $g$  は重力加速度である(各記号の意味は本稿の最後にもまとめた)。 (1) 式では、Lewis 数および Schmidt 数がともに 1 だと仮定した。次元解析の  $\Pi$  定理[18]に従い (1) 式を無次元化すると、(2) 式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{H}{L} &= \Phi\left(\frac{\rho_0 c_p \Delta T \Gamma}{qL}, \frac{qL}{\rho_0 c_p \Delta T \nu}, \frac{q^2}{(\rho_0 c_p \Delta T)^2 gL}, \frac{\Delta\rho}{\rho_0}, \frac{\Delta T}{T_0}\right) \\ &\approx \Phi\left(\frac{\rho_0 c_p \Delta T \Gamma}{qL}, \frac{qL}{\rho_0 c_p \Delta T \nu}, \frac{q^2}{(\rho_0 c_p \Delta T)^2 gL}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、通常の火炎では  $\Delta\rho/\rho_0$  および  $\Delta T/T_0$  がほぼ一定と仮定できるため、(2) 式の二番目の等号が成り立つとした。また、(1) 式および (2) 式には量論係数や空気中の酸素濃度といった無次元のパラメータを含まなかった。これらの無次元パラメータは、関数  $\Phi$  の漸近挙動の比例係数に影響するのみである[19]。 (2) 式右辺に現れる量、 $q/\rho_0 c_p \Delta T$  は、プール表面での燃料の蒸発による気体流速  $u_0$  に相当するので、(2) 式を以下のように書きなおすことができる。

$$\frac{H}{L} = \Phi\left(\frac{\Gamma}{u_0 L}, \frac{u_0 L}{\nu}, \frac{u_0^2}{gL}\right) \equiv \Phi\left(\frac{\Gamma}{u_0 L}, Re, Fr\right) \quad (3)$$

(3) 式で、 $Re$  は Reynolds 数、 $Fr$  は Froude 数であり、いずれも燃料の蒸発による気体流速を用いて定義される。以下では、無次元火炎高さ ( $H/L$ ) に及ぼす無次元循環 ( $\Gamma/u_0 L$ )、Reynolds 数および Froude 数の影響を検討する。

## 2.2. Burke-Schumann 理論の応用

ここでは、Burke-Schumann 理論[20]を拡張することにより旋回流が火炎高さに及ぼす影響について検討する。ここでの検討は、Chuah らによる考察[14,15]を一般化したものである。

定常で軸対称な流れを仮定すると、混合分率の方程式は円筒座標系を用いて以下のように表される。

$$\bar{u}_r \frac{\partial Z}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial Z}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left( \bar{r} \frac{\partial Z}{\partial \bar{r}} \right) \quad (4)$$

ここで、各変数は、

$$\bar{r} = \frac{r}{L}, \quad \bar{z} = \frac{z}{L}, \quad \bar{u}_i = \frac{u_i}{u_0} \quad (5)$$

のように無次元化されており、 $\bar{\quad}$  は無次元変数であることを強調するために用いる。 $Z$  は混合分率で、次式で定義される。

$$Z = (\zeta - \zeta_{O,0}) / (\zeta_{F,0} - \zeta_{O,0}) \quad (6)$$

ただし、 $\zeta$  は  $\zeta = Y_F - (W_{FV_F}/W_{OV_O})Y_O$  で定義される結合関数である。(4) 式では、物性値の温度依存性を無視し、さらに、Lewis 数および Schmidt 数がともに 1 だと仮定されている。また、境界層近似と同様に、軸方向 ( $z$  方向) の拡散が無視されている。火炎面は、 $Z = Z_{st}$  という曲面で与えられる。ただし、 $Z_{st}$  は次式で定義される。

$$Z_{st} = \frac{W_F \nu_F Y_{O,0}}{W_O \nu_O + W_F \nu_F Y_{O,0}} \quad (7)$$

Burke and Schumann の論文[20]では、 $\bar{u}_r = 0$  および  $\bar{u}_z = 1$  という流れ場のもと、(4) 式の解が Bessel 関数を用いて与えられている。 $\bar{u}_r = 0$  および  $\bar{u}_z = 1$  のとき、(4) 式の形から明らかのように ( $\bar{z}' = \bar{z}/Re$  という座標変換を行えば式が  $Re$  に依存しなくなる)、無次元火炎高さ  $H/L$  は  $Re$  に比例する。比例係数まで求めると、

$$\frac{H}{L} = \frac{Re}{16 \ln[1/(1-Z_{st})]} \quad (8)$$

である。つまり、元の Burke-Schumann 理論では、無次元火炎高さが Reynolds 数に比例する。

ここで注目されるのは、軸対称な場 ( $\partial/\partial\theta = 0$ ) を仮定すると、接線速度の大きさ ( $u_\theta$ ) が (4) 式に含まれない、ということである。粘性流では渦を維持するために中心軸へ向かう流れが必要である。したがって、ここでの理論の枠組みの中では、旋回流が火炎形状に及ぼす影響が、旋回流の存在による  $u_r$  の変化 (およびそれに伴う  $u_z$  の変化) を通してのみ現れる。このことは、浮力による上昇流に伴う取り込み現象により中心軸へ向かう流れが誘起される場合と同等である。したがって、Roper が行った浮力流が火炎形状に及ぼす影響の検討[21]と同様な解析を、旋回流の影響を評価するためにも用いることができる。

ここでは、一般的な流れ場として、

$$\bar{u}_r = -\bar{r}V\left(\bar{z}; \frac{\Gamma}{u_0L}, Re, Fr\right), \quad \bar{u}_z = U\left(\bar{z}; \frac{\Gamma}{u_0L}, Re, Fr\right) \quad (9)$$

を考える。ただし、 $U$  および  $V$  は  $\bar{z}$  に依存する関数である。また、パラメータとして 2.1 節で示した三つ (無次元循環、Reynolds 数および Froude 数、(3) 式参照) を考慮する。Boussinesq 近似を採用し浮力項以外では密度一定とすると、連続の式より

$$V = \frac{1}{2} \frac{dU}{d\bar{z}} \quad (10)$$

が成り立つ。さらに、 $U$  および  $V$  は、運動方程式を考慮することにより  $\Gamma/u_0L$ 、Reynolds 数および Froude 数と関連付けられる。ここで、

$$\xi = \bar{u}_z^{1/2} \bar{r} \quad (11)$$

という座標変換を導入する。変換された座標系を図 2 に模式的に示す。座標系を  $(\bar{r}, \bar{z})$  から  $(\xi, \bar{z})$  に変換し、(10) 式を考慮すると、(4) 式は以下ようになる。

$$\frac{\partial Z}{\partial \bar{z}} = \frac{1}{Re} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial Z}{\partial \xi} \right) \quad (12)$$

(12) 式は、Burke and Schumann [20]の元の式と同じ形なので、その解も同じである。つまり、火炎高さは (8) 式で表される。この結果は、浮力あるいは旋回流により、 $u_r$  および  $u_z$  が変化しても、火炎高さは変化しないことを意味する。

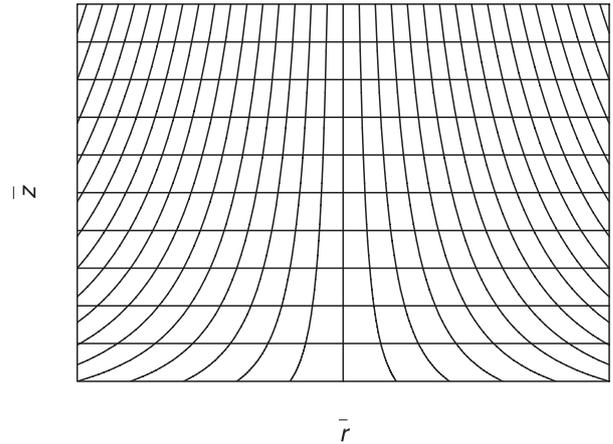


Fig.2 Coordinate transformation.

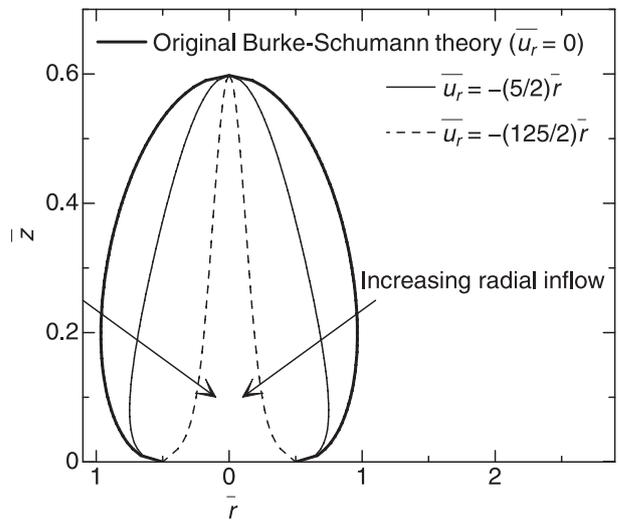


Fig.3 Predicted change in flame shape due to the presence of radial inflow. Calculated with  $Z_{st} = 0.099$  (ethanol-air).

ただし、図 2 の座標変換からわかるように、火炎形状 (火炎幅) は変化する。中心軸方向への流れが誘起されたことによる火炎形状の変化の例を図 3 に示す。この図に示したのは、 $u_r$  が  $z$  に依存せず、 $du_z/dz$  が一定となる場合である。このように Burke-Schumann 理論を拡張して求められた火炎基部形状の変化は、図 1b の実験結果と定性的に一致している。

ここで検討したように、Burke-Schumann 理論によると、旋回流がある場合でも火炎高さが変化しない。図 1b のように旋回流により火炎高さが増加するのは、旋回流の存在により図 3 のように火炎基部の形状が変化すると、火炎からプール表面への熱流束が増加するためだと考えられる。熱流束が増加すれば、燃料の蒸発が促進され、 $u_0$  が増加する。これにより  $Re$  が増加するので、(8) 式により火炎長の増加を説明することができる。

ここで用いた単純なモデルでは、浮力や旋回流が火炎高さに及ぼす直接的な影響を評価することができない。例え

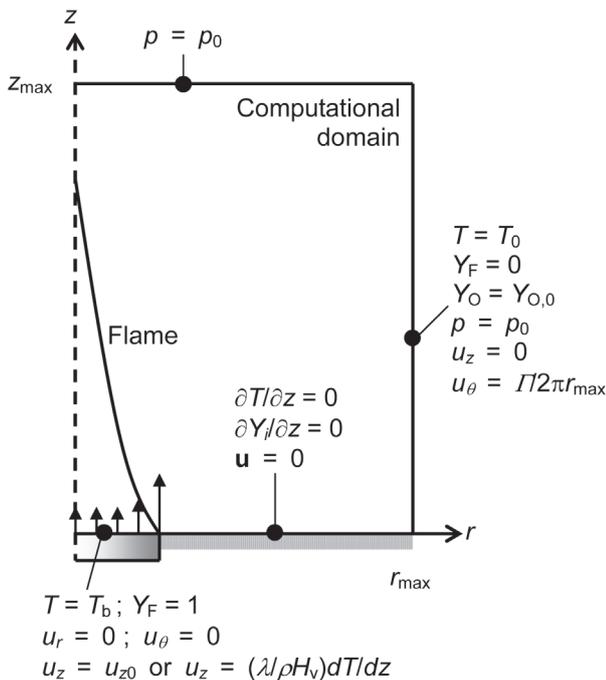


Fig.4 Schematic of numerical model.

Table 1 Conditions of numerical simulations.

Run	Circulation	Evaporation rate
A	0 cm <sup>2</sup> /s	$u_{z0} = 1$ cm/s
B	707 cm <sup>2</sup> /s	$u_{z0} = 1$ cm/s
C	0 cm <sup>2</sup> /s	$u_z = (\lambda/\rho H_v)dT/dz$
D	707 cm <sup>2</sup> /s	$u_z = (\lambda/\rho H_v)dT/dz$

ば, 定常現象を仮定した本理論では, 浮力により誘起されるフリッカリング現象による火炎高さの非定常な(周期的な)変化を評価することができない. このような効果を評価するためには, 次節のような詳細な数値シミュレーションが必要である. なお, 燃料の供給速度を固定した噴流拡散火炎に旋回流を相互作用させる実験[22]や数値シミュレーション[11]がこれまでにに行われており, これらの研究によると, 旋回流の効果による火炎高さの変化率は数十パーセント程度以下である. プール火炎と旋回流の相互作用により火炎高さが数百パーセントも増加する場合は燃料蒸発速度の増加も同時に起こることが報告されている[2]. これら既往の研究も本理論の結果を支持するものである.

次節では詳細な数値シミュレーションを行い, ここでの簡単な理論考察の妥当性をさらに検討する.

### 3. 数値シミュレーション

#### 3.1. モデル

本研究で行った数値シミュレーションのモデルを図 4 に

模式的に示す. 計算は, 有限体積法をベースとした汎用熱流体解析ソフトウェアである FLUENT 6.3 を用いて行った. モデルは非定常, 軸対称二次元で, 低マッハ数近似を用いた. 燃料は直径 3 cm のエタノールプールとした. モデルの単純化のため液体内の流動や熱移動および蒸発過程は考慮せず, プール表面におけるエタノール濃度を  $Y_F = 1$  とし, 温度をエタノールの沸点とした. 燃焼反応は一段階反応とし, Westbrook and Dryer による反応速度定数[23]を用いた. 各物性値は温度の関数として表し, 粘性係数, 熱伝導度, および拡散係数は, 各化学種の Lennard-Jones パラメータを用いて計算した. 粘性散逸および輻射伝熱は考慮しなかった. 境界  $r = r_{max}$  で, ある循環  $\Gamma$  を与えることにより旋回流を発生させた. 計算領域の大きさは  $r_{max} = 7.5$  cm および  $z_{max} = 100$  cm とした. 計算セルの大きさは燃料表面で最小 (0.2 mm × 0.2 mm) となるようにした. セル数は, 114 ( $r$  方向) × 400 ( $z$  方向) である.

燃料をエタノールとしたのは, すずの発生量が比較的小さいため, 今後シミュレーション結果を実験結果と比較するという伏線である. Roper ら[24]や Sunderland らの最近の論文[25]などで繰り返し指摘されているように, 輝炎の発光が強すぎるとシミュレーション結果や理論予測を実験と比較するのが困難になる.

表 1 に本研究で行ったシミュレーションの条件を示す. 今回は, 循環  $\Gamma$  および蒸発速度の計算方法を変えてシミュレーションを行った. 循環は,  $\Gamma = 0$  または 707 cm<sup>2</sup>/s ( $r = r_{max}$  において  $u_\theta = 15$  cm/s) とした. 前節の理論的検討によると, 火炎高さはプール表面 ( $z = 0$ ) における蒸発による気体速度に依存する. そこで, この蒸発による気体速度を二通りの方法で与えた. すなわち, 速度固定 ( $u_{z0} = 1$  cm/s) の場合と, 蒸発速度が火炎からの熱流入量に比例するとした場合である. 後者の場合, 気体速度は以下の熱収支式により計算できる.

$$u_z = \frac{\lambda}{\rho H_v} \frac{dT}{dz} \text{ at } z = 0, 0 \leq r \leq L/2 \quad (13)$$

#### 3.2. 平均火炎高さ

一般に, プール火炎は浮力の影響により周期的に振動することが多い[18,26]. したがって, ここでは各条件におけるシミュレーション結果を時間平均したものを示す. 各条件において流れが十分に発達し, 温度等が周期的に変動するようになったのを確認した後, 2.5 秒間にわたり計算し, 結果の時間平均を求めた.

図 5 に, 蒸発速度を固定とした場合 (計算 A および B) に得られた火炎形状を示す. 図 5a が旋回流なしの場合, 図 5b が旋回流ありの場合である. ただし, 火炎は  $Z = Z_{st}$  となる曲面とした. 旋回流ありの場合, なしの場合と比べて火炎高さが減少しているが, その差はわずか (約 0.6 cm) である. 旋回流の有無が火炎高さに影響を及ぼさないとという前節での理論考察の結果が, 数値シミュレーションによっても確認された. なお, 噴流速度一定の噴流拡散火炎

に旋回流が相互作用すると火炎高さが減少し得ることは、Battaglia らの数値計算[11]や Chigier らの実験[22]によっても示されている。また、柳田らによる最近の数値シミュレーション[27]によると、燃料噴流が回転成分速度を持つ場合も火炎高さがわずかに減少する傾向が見られ、興味深い。図 5 の火炎基部近傍を拡大したものを図 6 に示す。前節での理論考察の通り、旋回流がある場合は火炎基部が中心軸に向かって絞り込まれるような結果が得られた。

図 7 に、蒸発速度を (13) 式で計算した場合 (計算 C および D) に得られた火炎形状を示す。旋回流がある場合 (図 7b)、ない場合 (図 7a) と比べて、火炎が約 9.3 cm 高くなるという結果が得られた。図 5 および図 7 の結果より、プール火炎と旋回流が相互作用し火炎高さが増加するのは、蒸発速度が増加するためであることが確認された。

各計算条件において得られた無次元火炎高さ ( $H/L$ ) を Reynolds 数の関数として図 8 に示す。計算 A および B の  $u_0$  は固定値である  $u_{z0}$  を用い、計算 C および D の  $u_0$  はプール表面における  $u_z$  の平均値として求めた。循環や蒸発速度が異なっても、 $H/L$  が Reynolds 数に比例するという関係が成り立つことがわかる。前節の理論考察の結果、すなわち (8) 式も同じ図に実線で示した。動粘性係数  $\nu$  は、前節の理論では一定と仮定されているが、実際は温度の関数である。したがって、理論と数値シミュレーションの結果を比較するとき、どの温度で  $\nu$  を評価するか任意が残る。図 8 に示したように、1000 K における  $\nu$  の値を用いると、シミュレーション結果は (8) 式とほぼ一致する。気体温度がプール表面では液体の沸点に等しく、火炎付近では断熱火炎温度近くまで上昇することを考慮すれば、妥当な結果だと考えられる。

3.3. 火炎高さの時間変化

これまででは、時間平均の火炎高さや蒸発速度を用いて議論してきた。ここでは、これらの時間変化について検討する。特に、蒸発速度が変化する場合の、火炎高さ変化の追従性について調べる。

計算 C (旋回流なし) の条件で計算し流れが十分に発達したのを確認した後、 $r = r_{max}$  における境界条件を急に変化させ、 $\Gamma = 707 \text{ cm}^2/\text{s}$  とした (すなわち、計算 D の条件)。その後の蒸発速度および火炎高さの時間変化を図 9 に示す。この図では、境界条件を変化させた時間を  $t = 0$  とし、25 ms 毎に  $u_0$  および  $H$  をプロットし、時間変化をわかりやすくするため、データ間を直線で結んだ。中心軸上で  $Z = Z_{st}$  となる  $z$  として  $H$  を定義したが、このような点が複数存在する場合は最小値をもって  $H$  とした。

前述のように、旋回流なしの場合 (計算 C)、フリッカリング現象により火炎高さが周期的に変動する。これに伴って蒸発速度も周期的に変動している。時間  $t = 0$  で急に旋回が与えられると、蒸発速度は周期的な変動を保ちながら増加し始め、1 秒経たないうちに準定常になる。これに対して火炎高さは、 $t < 0.5 \text{ s}$  では目立った変化が見られず、0.5

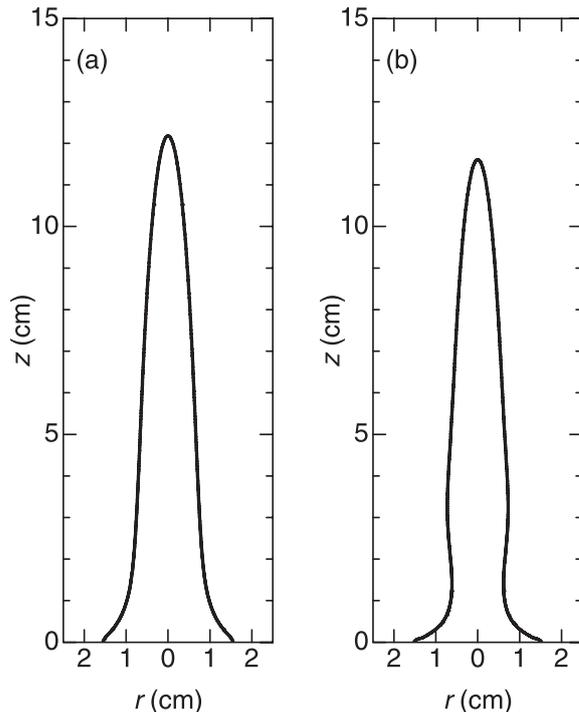


Fig.5 Flame shape computed at a fixed evaporation rate: (a) run A (without swirl); (b) run B (with swirl).

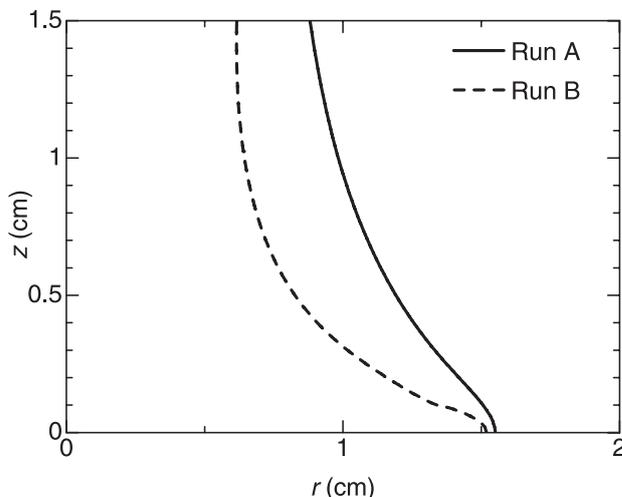


Fig.6 Shape of flame base computed at a fixed evaporation rate.

秒を過ぎたころから振動しながら上昇する。その後、 $t \approx 1.2 \text{ s}$  で準定常に達する。このように、0.5 秒弱の遅れがあるものの、火炎高さの増加は蒸発速度の増加に追従するという結果が得られた。この結果は、旋回流の有無に関わらず火炎高さは蒸発速度に大きく依存するという 2 節の解析結果を支持するものである。なお、今回の数値シミュレーションで対象としたのは液体温度が沸点に達している場合で、火炎から液体への熱流入の変化が即座に蒸発速度に反映される ((13) 式)。これに対して着火直後など液温が低い場合は、火炎からの熱流入の一部が燃料の温度上昇に使われる

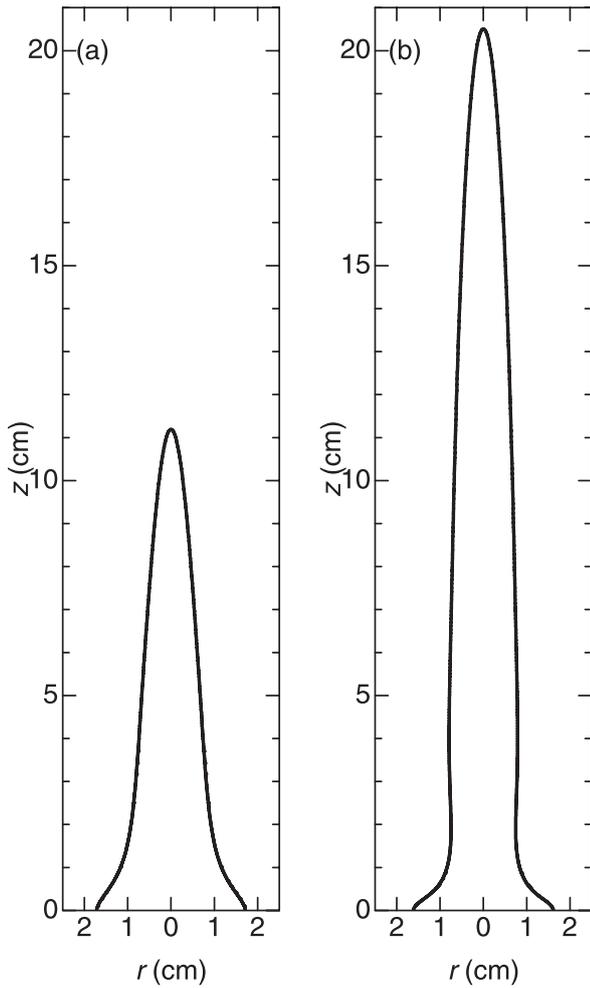


Fig.7 Flame shape computed using Eq. (16): (a) run C (without rotation); (b) run D (with rotation).

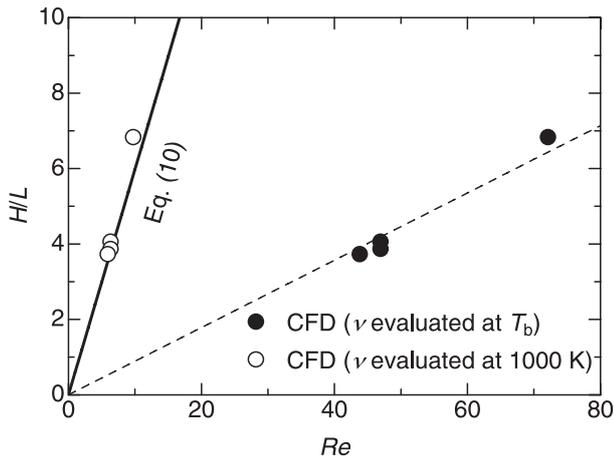


Fig.8 Computed (dimensionless) flame height as a function of the Reynolds number.

ため蒸発速度および火炎高さの増加に遅れが生じ、準定常に達するのに要する時間も長くなると考えられる。

最後に、旋回流による火炎の安定化について簡単に検討する。図9からわかるように、旋回流なし(計算Cの条件)

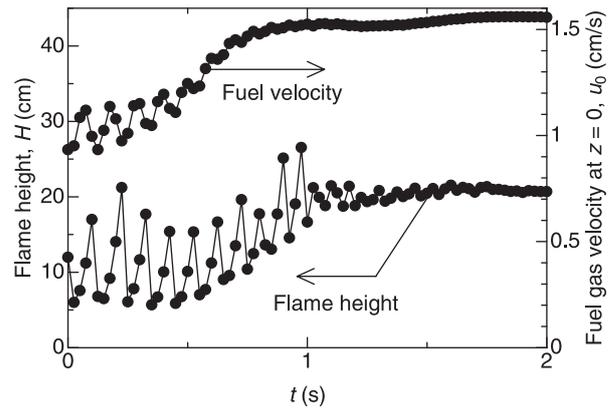


Fig.9 Fuel gas velocity at  $z = 0$  and flame height.

の場合は蒸発速度および火炎高さが周期的に変動する(浮力によるフリッカリング振動)が、旋回流あり(計算Dの条件)の場合はこれらの振動が目立たなくなる。つまり、旋回流によりプール火炎の不安定性が抑えられる傾向がある。この傾向は、櫛田らによる噴流拡散火炎の軸対称数値シミュレーション[27]でも観察されている。しかし、これらの結果は軸対称二次元の場合に限られる可能性があり、旋回流により誘起される三次元的な不安定性、およびそれが火炎高さに及ぼす影響については更なる検討が必要である。

#### 4. 結言

火災旋風が発生すると火炎高さが増加する機構について考察した。本研究では、小規模で軸対称なプール火炎が旋回流と相互作用した場合を対象とした。Burke-Schumann理論を拡張することにより、旋回流の有無に関わらず  $H/L$  が Reynolds 数(液体の蒸発速度を用いて定義される)に比例することが示された。すなわち、火炎高さは液体の蒸発速度に依存するが、旋回流の有無や強度には依存しない。しかし、旋回流が存在すると火炎基部の形状が変化し、火炎からプール表面への熱流束が増加する。このため液体の蒸発速度が増加し、Reynolds 数が増加するので、結果として火炎高さが増加する。

ここでの簡単な理論考察で得られた結果は、本研究で行った詳細なモデルを用いた数値シミュレーションによっても確認された。

#### 謝辞

本研究の一部は科研費(19860021)の助成により行われた。また、斉藤孝三先生、Keng H. Chuah 博士、Forman A. Williams 先生にご助言いただきました。ここに謝意を表します。

## 記号の説明

$c_p$	定圧比熱
$Fr$	Froude 数, (3) 式
$Gr$	Grashof 数
$g$	重力加速度
$H$	火炎高さ
$H_v$	蒸発熱
$L$	プール径
$p$	圧力
$q$	単位プール面積あたりの発熱量
$Re$	Reynolds 数, (3) 式
$r, z, \theta$	円筒座標系
$T$	温度
$T_b$	沸点
$T_0$	初期温度
$\Delta T$	火炎温度と初期温度との差
$U, V$	速度と関連付けられる関数, (9) 式
$u_i$	速度ベクトルの $i$ 成分
$u_0$	プール表面 ( $z = 0$ ) における燃料の蒸発による軸方向 ( $z$ 方向) の気体流速 (平均値)
$W_i$	化学種 $i$ の分子量
$Y_i$	化学種 $i$ の質量分率
$Z$	混合分率, (6) 式
ギリシャ文字	
$\beta$	熱膨脹率
$\Gamma$	循環
$\nu$	動粘性係数
$\nu_i$	燃焼反応における化学種 $i$ の量論係数
$\rho$	密度
$\rho_0$	初期密度
$\Delta\rho$	$T_0$ と火炎温度における気体密度の差
$\xi$	変換後の座標, (11) 式
$\zeta$	結合関数
添字	
F	燃料
O	酸化剤

## References

- Kuwana, K., Sekimoto K., Saito, K., Williams, F.A., Hayashi, Y., Masuda, H., *AIChE J.* 45: 16-19 (2007).
- Emmons, H.W., Ying, S.J., *11th Symp. (Int.) Combust.*: 475-488 (1967).
- Byram, G.M., Martin, R.E., *Forest Sci.* 16: 386-399 (1970).
- Lee, S.L., Otto, F.W., *15th Symp. (Int.) Combust.*: 157-162 (1974).
- Muraszew, A., Fedele, J.B., Kuby, W.C., *Combust. Flame* 34: 29-45 (1979).
- Church, C.R., Snow, J.T., Dessens, J., *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 61: 682-694 (1980).
- Emori, R.I., Saito, K., *Fire Technol.* 18: 319-327 (1982).
- Soma, S., Saito, K., *Combust. Flame* 86: 269-284 (1991).
- Satoh, K., Yang, K.T., *Fire Safety Science-Proceedings of the Fifth International Symposium*: 201-212 (1997).
- Battaglia, F., Rehm, R.G., Baum, H.R., *Phys. Fluids* 12: 2859-2867 (2000).
- Battaglia, F., McGrattan, K.B., Rehm, R.G., Baum, H.R., *Combust. Theory Modell.* 4: 123-138 (2000).
- Snegirev, A.Yu., Marsden, J.A., Francis, J., Makhviladze, G.M., *Int. J. Heat Mass Transfer* 47: 2523-2539 (2004).
- Hassan, M.I., Kuwana, K., Saito, K., Wang, F., *Fire Safety Science-Proceedings of the Eighth International Symposium*: 951-962 (2005).
- Chuah, K., Kuwana, K., Hassan, M.I., Saito, K., *Proceedings of the 4th Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute*: Paper E05 (2005).
- Chuah, K.H., Kushida, G., *Proc. Combust. Inst.* 31: 2599-2606 (2007).
- Shinohara, M., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 58 (2008).
- Kuwana, K., Sekimoto, K., Saito, K., Mashiyama, K., *Kasai* (in Japanese) 57: 40-43 (2007).
- Kuwana, K., Dobashi, R., *Bull. Jpn. Assoc. Fire Sci. Eng.* (in Japanese) 57: 39-44 (2007).
- Barenblatt, G.I., *Scaling, Self-similarity, and Intermediate Asymptotics*, Cambridge University Press (1996).
- Burke, S.P., Schumann, T.E.W., *Ind. Eng. Chem.* 20: 998-1004 (1928).
- Roper, F.G., *Combust. Flame* 29: 219-226 (1977).
- Chigier, N.A., Beér, J.M., Grecov, D., Bassindale, K., *Combust. Flame* 14: 171-179 (1970).
- Westbrook, C.K., Dryer, F.L., *Combust. Sci. Technol.* 27: 31-43 (1981).
- Roper, F.G., Smith, C., Cunningham, A.C., *Combust. Flame* 29: 227-234 (1977).
- Sunderland, P.B., Haylett, J.E., Urban, D.L., Nayagam, V., *Combust. Flame* 152: 60-68 (2008).
- Sato, H., Kushida, G., Amagai, K., Arai, M., *Proc. Combust. Inst.* 29: 1671-1678 (2002).
- Kushida, G., Hasegawa, M., Chuah, K.H., Gotoda, H., *Proceedings of the 45th Symposium (Japanese) on Combustion* (in Japanese): 112-113 (2007).