

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

## 大規模ガス爆発における水素 / 空気混合気中の球状伝ば火炎の加速現象

## Acceleration Phenomena of Expanding Spherical Flames in Hydrogen/Air Mixtures for Large-Scale Gas Explosions

金 佑勳<sup>1\*</sup>・茂木 俊夫<sup>1</sup>・桑名 一徳<sup>2</sup>・土橋 律<sup>1</sup>KIM, Woo Kyung<sup>1\*</sup>, MOGI, Toshio<sup>1</sup>, KUWANA, Kazunori<sup>2</sup>, and DOBASHI, Ritsu<sup>1</sup><sup>1</sup> 東京大学大学院工学系研究科 〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1  
The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan<sup>2</sup> 山形大学大学院理工学研究科 〒992-8510 米沢市城南 4-3-16  
Yamagata University, 4-3-16 Jonan, Yonezawa, Yamagata 992-8510, Japan

2013年4月25日受付; 2013年9月4日受理 / Received 25 April, 2013; Accepted 4 September, 2013

**Abstract** : In the present study, the acceleration phenomena of expanding spherical hydrogen/air flames during large-scale unconfined hydrogen explosions have been investigated experimentally. Large-scale experiments, in which the hydrogen/air mixture of a prescribed concentration was filled in a plastic tent of thin vinyl sheet of 1 or 27 m<sup>3</sup> and ignited by an electric spark at the center, at atmospheric pressure have been conducted. The propagation behaviors of expanding spherical flames were recorded by using an infrared photography and a visible photography. Results demonstrate the flame wrinkling on the flame surface progressively developed owing to the flame instabilities and the flame front area increased and thereby the speed also accelerated. The critical flame radius  $r_c$  associated with the onset of the self-acceleration due to the diffusional-thermal and hydrodynamic instabilities was evaluated by the plotting the measured flame speed versus different flame stretch rate and the critical Peclet number associated with the onset of the self-acceleration,  $Pe_c = r_c/\delta$  ( $\delta$ : Flame thickness), increases with the mixture equivalence ratio. Such acceleration has been evaluated using fitting formula associated with the fractal theory. Results demonstrate that the onset of the flame instabilities, when the flame radius is small, thus occurs and thereby the flame propagates with self-acceleration for  $Pe > Pe_c$ . Experimental acceleration exponent  $\alpha$  increased with the flame propagation and eventually the power law exponent reached the limited values associated with the fractal dimension. Such results illustrate that the self-acceleration ( $\alpha > 1$ ) and the self-similarity ( $\alpha = \text{constant}$ ) regimes during the flame propagation definitely existed.

**Key Words** : Self-acceleration, Self-similarity, Fractal dimension

## 1. 緒言

ガス爆発現象では、大規模になると火炎伝ばの加速が発生し高速に現象が進み、周囲に伝ばする爆風圧が大きくなり、爆発被害が増大することが知られている[1-4]。そのため、大規模なガス爆発による爆風圧等の影響を正確に予測するためには、火炎伝ばの加速現象の影響を的確に理解する必要がある。この火炎伝ばの加速現象は、気流の乱れ(乱流)や不均一な濃度分布などの外的な要因がなくても、火炎の不安定性により生じる。火炎の不安定性には、物質輸送(選択拡散)と熱輸送のバランスにより発生する拡散・熱的不安定性と、火炎における気体の熱膨張により発生する

流体力学的不安定性がある。特に、大規模ガス爆発事故では、拡散・熱的不安定性による火炎伝ばの加速の影響よりも、火炎半径の増大に従って効果が増大する流体力学的不安定性による火炎伝ばの加速の影響が重要になると考えられる[4]。球状伝ば火炎において流体力学的不安定性によりセル状の乱れが生じた火炎の観察例を図1に示す。この写真はプロパン / 空気混合気の当量比  $\phi = 0.8$  での大規模(火炎直径約 2.15 m)の火炎であり、拡散・熱的には安定である条件において、火炎半径の増大とともに流体力学的不安定性が強くなり火炎面の乱れが発達して、セル状火炎となったものである。このような火炎面に生じる乱れの発達により、火炎面積が増加して火炎伝ば速度が加速することになる。ガス爆発現象に対するリスク評価では、火炎が大きなスケールに成長した場合の挙動を考慮することが不可

\* Corresponding author. E-mail: woogyung@chemsys.t.u-tokyo.ac.jp

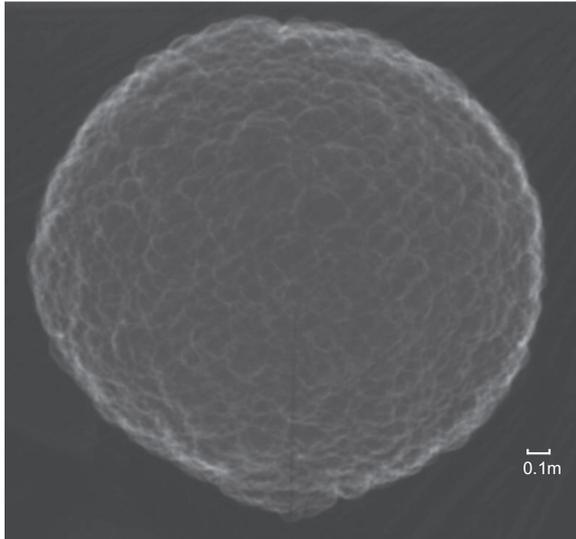


Fig.1 Cellular flame due to hydrodynamic instability for propane/air mixture of  $\phi = 0.8$ .

欠となるため、流体力学的不安定性による火炎伝ばの加速現象の的確な理解は重要な課題である。

Gostintsev らは過去の大規模実験で得られた火炎半径の時間変化の測定結果を分析し、乱れの発生開始以降は式 (1) のように火炎半径の増加が経過時間の  $\alpha$  乗に比例することを示した。この  $\alpha$  は加速指数 (Acceleration exponent) と呼ばれ、その値は  $\alpha = 3/2$  となることを述べている[5].

$$r = r_c + A(t - t_c)^\alpha \quad (1)$$

ここで、 $r$  は火炎半径、 $r_c$  は乱れが開始される火炎半径 (臨界火炎半径)、 $t_c$  はその時の時間、 $A$  は実験値から求めた定数  $A = c_g \varepsilon^2 S_L^2 \kappa^{-1/2}$  ( $c_g$  はモデル定数、 $\varepsilon$  は膨張率、 $S_L$  は層流燃焼速度、 $\kappa$  は熱拡散率) である。さらに、球状乱流伝ば火炎がしわ状層流火炎の範疇にあるとき、発達した乱流火炎 (しわ状層流火炎) の面積  $A_T$  と層流火炎の面積  $A_f$  の比は、式 (2) のようにフラクタル次元を用いて表すことができることを示している[6].

$$\frac{A_T}{A_f} = \frac{V_T}{V_f} = \left( \frac{\lambda_i}{\lambda_o} \right)^{2-D_3} \quad (2)$$

ここで、 $V_T$ 、 $V_f$  はそれぞれの火炎伝ば速度、 $\lambda_i$  は Inner-cutoff scale、 $\lambda_o$  は Outer-cutoff scale である。3次元のフラクタル次元  $D_3$  と火炎伝ばの加速指数  $\alpha$  は  $D_3 = (3\alpha - 1)/\alpha$  関係があり、 $\alpha = 3/2$  の時にはフラクタル次元は  $D_3 = 7/3$  になる。

定常的な火炎伝ば、すなわち火炎伝ば速度が一定の場合には式 (1) の加速指数  $\alpha = 1$  となるが、 $\alpha > 1$  の時には火炎伝ば速度が時間とともに加速されることとなる。加速指数が時間とともに変化しない定数であるとする、火炎の乱れによる火炎面積変化は自己相似的に変化しており、上述のように火炎形状をフラクタル的にとらえることができる。加速指数に関しては様々な研究により求められている

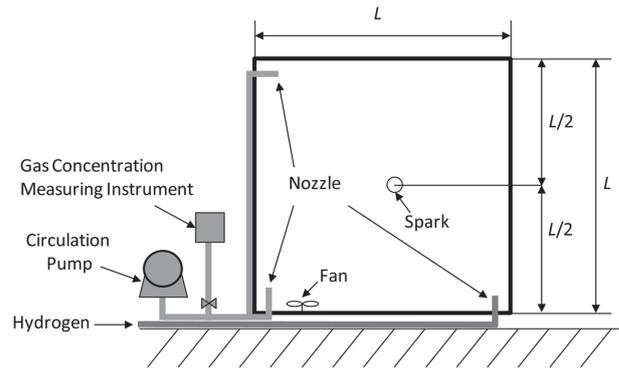


Fig.2 Experimental apparatus ( $L = 1 \text{ m}, 3 \text{ m}$ ).

が[5-11], まだ不明な点が多い。さらに、Gostintsev らが水素 / 空気混合気の理論混合比では、 $r_c = 1.0\text{-}1.2 \text{ m}$  であると報告しているが、一方で Brandly らはより低い Peclet 数、つまりより小さい臨界火炎半径から火炎が加速的に伝ばすることを示している[10]. この臨界火炎半径は条件によって異なるため、式 (3) で表されるように、式 (1) を微分し臨界火炎半径を使わずに火炎伝ば速度と火炎半径の関係から火炎伝ばの加速指数を求める方法も考案されている。

$$\frac{dr}{dt} = \alpha A^{1/\alpha} r^{(\alpha-1)/\alpha} \quad (3)$$

Wu [11]らは、測定した火炎伝ば速度の変化から火炎伝ばの加速指数と Fractal excess を求め、求めた火炎伝ばの加速指数が当量比によって異なる値になることを示している。これは著者らの研究[2]でも報告されているが、拡散・熱的不安定性が圧力で変化した影響であると考えられる。また、初期圧が高くなるほど加速指数が大きくなるが、これは流体力学的不安定性による影響であると考えられる。しかし、この研究では実験スケールが小さいため、大規模ガス爆発現象にこの Fractal excess を適用するのは困難であると考えられる。

実際の大規模なガス爆発事故では流体力学的不安定性による影響を強く受けると考えられるため、以下のことを明らかにして火炎伝ば挙動を的確に理解する必要がある。

- ・大規模なガス爆発における火炎伝ばの加速現象が発生する臨界火炎半径
- ・流体力学的不安定性により生じる火炎伝ばの加速現象の特性 (加速指数やフラクタル次元による解析)

そこで本研究では、開放空間における水素 / 空気混合気の大規模実験を行い、流体力学的不安定性による火炎伝ばの加速現象の特性を定量的に調べた。具体的には、火炎伝ばの加速現象が発生する臨界火炎半径を実験から求め、大規模ガス爆発における水素 / 空気混合気中の球状伝ば火炎の加速現象の発生について調べ、臨界 Peclet 数を用いて考察した。さらに、火炎伝ばの加速指数を求め、火炎伝ばの加速現象が自己相似性を持つことを確認し、そのフラクタル次元の見積りをおこなった。

## 2. 実験装置および実験方法

本実験で用いた爆発実験装置の概略を図2に示す。開放空間に近い条件での球状火炎伝ばを計測するため、一辺が1 m および 3 m の立方体型ステンレス枠に薄いビニルシート (アキレスソラクリーン, 厚さ 0.1 mm) を張り付けて形成した空間内に水素 / 空気混合気を貯留した。

水素は床面から供給し, 床面に設置されたファンおよび空間の上部と下部に挿入されたホースを通じてポンプで循環させて均一な混合気の形成を図った。所定の水素濃度になるように空間内を濃度計 (理研計器製 FI-21) で測定した。点火は, 空間の中心に取り付けられた電極で電気火花を発生させて行った。また, 水素火炎は不輝炎であり, 屋外実験では火炎伝ば挙動を撮影するのが困難であるため, 高速カメラ (Photron 製 Fastcam SA2) による通常撮影の他に, モノクロの高速カメラ (Vision Research 製 PhantomV7.1) に短波長カットフィルター (カット波長 < 990 nm) を取り付けて赤外線撮影により火炎伝ばを撮影した。本研究では, 体積  $V = 1 \text{ m}^3$  の場合は  $\phi = 0.71, 1.06, 1.95, 2.99$ , 体積  $V = 27 \text{ m}^3$  の場合は  $\phi = 0.68, 0.85, 1.01$  で実験を行い, 解析を行った。

## 3. 実験結果および考察

### 3.1. 火炎伝ばの加速発生と臨界火炎半径

通常撮影と赤外線撮影により得られた画像を図3に示す。可視光では水素火炎を観察することは難しいが, 火炎背後の高温の水分子から放射される赤外線を撮影することにより, 火炎伝ばの様子を計測するのに十分な画像を得ることができる。

赤外線撮影による画像から測定した水素 / 空気混合気の火炎伝ば速度の経時変化を図4に示す。当量比によらず火炎伝ばの加速現象が生じていることが確認できる。 $\phi = 0.71$  の場合, 伝ばの初期から拡散・熱的不安定性により火炎面に乱れが生じ, 火炎伝ばが加速するが, 火炎半径の増大にもなって流体力学的不安定性の影響が強まり, 火炎伝ば

がさらに強く加速されたと考えられる。一方,  $\phi = 2.99$  の場合, 伝ばの初期では熱的安定化機構が支配的なため拡散・熱的不安定性は現れず, 火炎が乱れずに伝ばするが, 火炎半径の増大にもなって流体力学的不安定性による火炎の乱れが発達し, 火炎伝ばの加速が起きたと考えられる。

図5に火炎伝ば速度と火炎伸張率 ( $K = 2dr/dt$ ) の関係を示す。球状に伝ばする火炎は, 火炎半径の変化とともに火炎伸長の効果が変わるため火炎伝ば速度の変化が生じる。つまり, 着火直後は火炎伸張率が大きく, 火炎が大きくなるとともに伸張率が小さくなる。着火後, 火炎の伝ばとともに火炎伸張率は小さくなってゆくが,  $K = 250 \text{ 1/s}$  程度までは緩やかに火炎伝ば速度が増大しているが, ここから変化の傾向が変わり, 火炎伸張率が小さくなると火炎伝ば速度が急激に増加している。これは, 火炎のスケールが大きくなり火炎の不安定性が現れたためであると考えられる。この図で火炎伝ば速度の変化の傾向が急激に変わる条件を調べることで, 火炎の不安定性が現れる臨界条件を知ることができる。本研究では, 火炎伝ば速度の変化の傾向が急激に変化する時の火炎半径, つまり自発的な火炎伝ばの加速が開始する時の火炎半径を臨界火炎半径  $r_c$  と定義して[12,13]検討した。

火炎伝ばの加速現象の発生について, 乱れの発生が始まる臨界条件について詳細に調べるため, 臨界火炎半径と火炎の特性スケールである火炎帯厚さの関係を検討した。図6に実験から求めた臨界火炎半径および計算により求めた火炎帯厚さを当量比に対してプロットした結果を示す。火炎帯厚さは  $\delta = (\lambda/c_p)/(\rho_u/S_L)$  により推算する方法[14]もあるが, 本研究では火炎構造の温度プロファイルに基づいた以下の式[15]を用いて求めた。

$$\delta = \frac{T_{ad} - T_u}{(dT/dx)_{max}} \quad (4)$$

ここで,  $T_{ad}$  は断熱火炎温度,  $T_u$  は未燃ガスの温度,  $(dT/dx)_{max}$  は最大温度勾配である。 $T_{ad}$  および  $(dT/dx)_{max}$  については, CHEMKIN を用いて算出した。計算した火炎帯厚さは燃焼速度が最大になる  $\phi = 1.8$  のときに最小になる

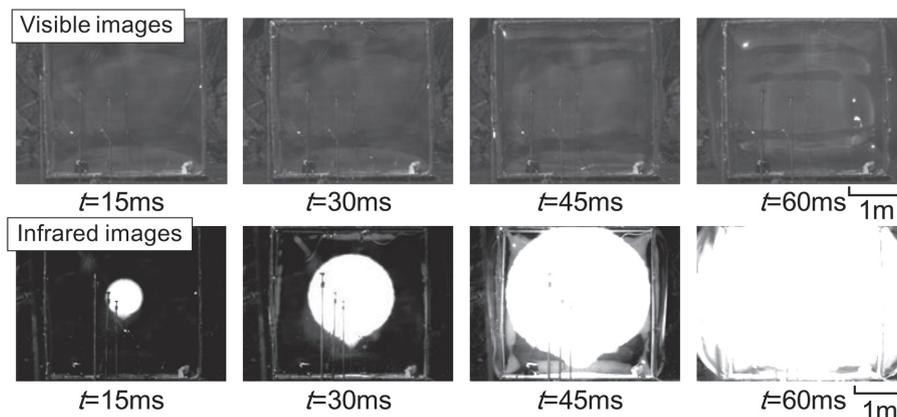


Fig.3 Visible and infrared images of flame propagation for hydrogen-air mixture of  $\phi = 1.06$ .

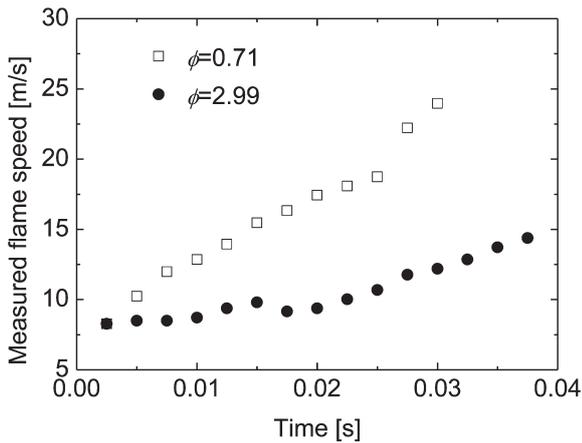


Fig. 4 Comparison between measured flame speed for lean mixture (open symbols) and the flame speed for rich mixture (solid symbols)

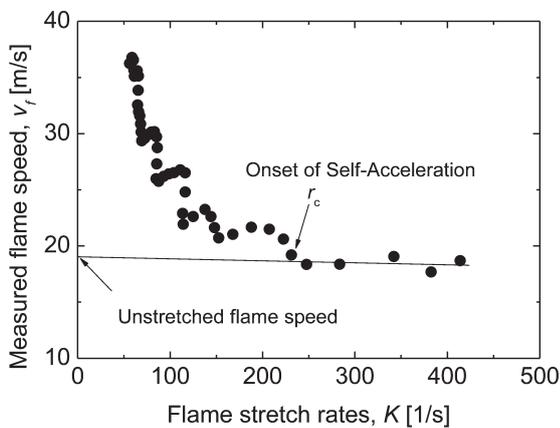


Fig. 5 Measured flame speed versus different flame stretch rate at  $\phi = 1.01$ . Line is first-order fits through the experimental data.

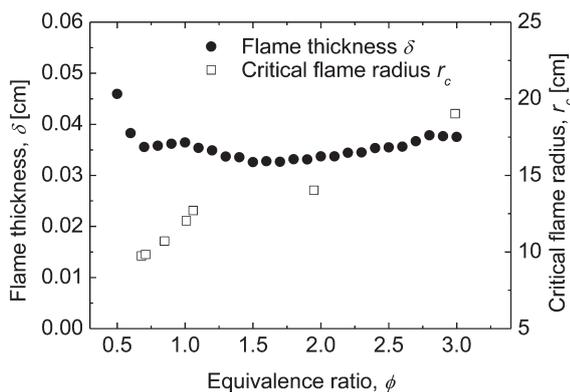


Fig. 6 Calculated flame thickness (solid symbols), critical flame radius for onset of self-acceleration from experiment (open symbols) for hydrogen/air mixtures.

が, 大気圧下では火炎帯厚さの濃度依存性は小さい. 一方, 臨界火炎半径は水素濃度の低下に従って小さくなっているが, これは水素濃度が低くなるほど拡散・熱的不安定性が強まり火炎伝ばの加速がより小さい火炎半径から発生する

傾向があるためと考えられる.

この火炎伝ばの自発的な加速現象が開始する臨界火炎半径を, 火炎帯厚さで除して無次元化した臨界 Peclet 数 ( $Pe_c = r_c/\delta$ ) により定量的に整理した結果を図 7 に示す. 計算した臨界 Peclet 数と当量比はほぼ線形な関係であり, 水素の濃度が大きくなるほど臨界 Peclet 数が大きくなるのがわかる. この臨界 Peclet 数を超えると火炎の不安定性が顕著となり火炎伝ばが加速されることとなる. 大規模実験において, 自発的不安定性 (流体力学的不安定性および拡散・熱的不安定性) による火炎の加速現象の発生限界について定量的に整理することができたことは大きな意味があると考えられる.

### 3.2. 火炎のフラクタル性とフラクタル次元

拡散・熱的不安定性により乱れた火炎は火炎面の構造がフラクタル的ではないが, 流体力学的不安定性により乱れた火炎面の構造は自己相似的なフラクタル的であることが知られており[16], 臨界 Peclet 数を超えた火炎伝ばの加速現象についてフラクタル理論に基づいて更なる検討を行う.  $V = 1 \text{ m}^3$  ではフラクタル的な現象に至らなかったため, ここではより大スケールの  $V = 27 \text{ m}^3$  の結果を用いた.  $V = 27 \text{ m}^3$  では拡散・熱的不安定性が発生しない過濃条件での結果は無いため, 流体力学的不安定性および拡散・熱的不安定性の両方の効果が存在する条件での解析となっている (解析では例として  $\phi = 0.68$  での結果を示した).

爆発によって生じる火炎が開放空間中を球状に広がっていくと仮定すると, 時間  $t$  における火炎の半径は, 以下のように表される.

$$r = \varepsilon S_L t \tag{5}$$

これは定常的な伝ばでは, 火炎半径は時間に比例して増大することを示している. 映像から得られた火炎半径の経時変化と式 (5) で燃焼速度  $S_L$  一定として計算した計算値との比較を図 8 (水素 / 空気の混合気当量比  $\phi = 0.68$ ) に示す. 実験値と計算値は異なる傾きになっており, 火炎伝ばの加速現象が起きていることが確認できる. さらに, この傾きを見積もって水素 / 空気混合気の球状伝ば火炎の自発的な加速と自己相似的なフラクタル性について考察を行った.

水素 / 空気の混合気当量比  $\phi = 0.68$  での火炎半径の経時変化を  $r$  と  $t$  の両対数グラフにプロットすることで求めた火炎伝ばの加速指数  $\alpha$  を図 9 に示す. 前述したように, 火炎が加速しないで一定速度で伝ばすれば  $\alpha = 1$  になり, 火炎伝ばが加速すると  $\alpha > 1$  になる. さらに, この加速的な伝ばが自己相似的であれば  $\alpha$  が 1 より大きな値で一定になると考えられる.

ここでは, 火炎伝ばの加速が開始する臨界火炎半径を超える時点からプロットされており, 火炎伝ばの加速指数  $\alpha$  が全て 1 より大きいことがわかる. また, この加速指数は火炎半径の増加に従って増加し, 火炎半径が約 0.6 m を超

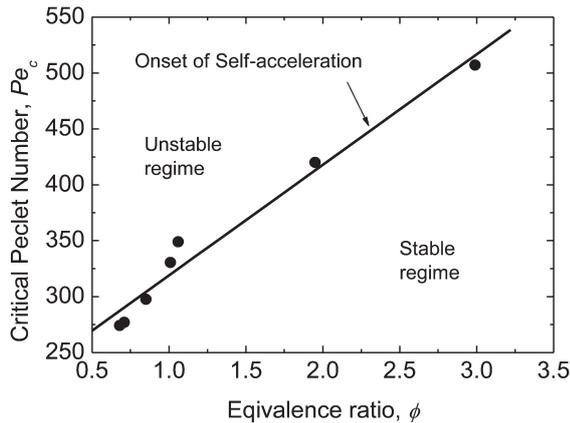


Fig. 7 Experimental critical Peclet number as a function of overall equivalence ratio for hydrogen/air mixtures.

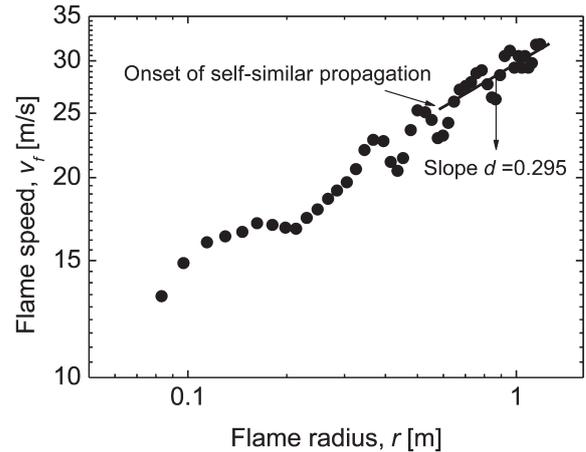


Fig. 10 Flame speed versus flame radius at  $\phi = 0.68$ .

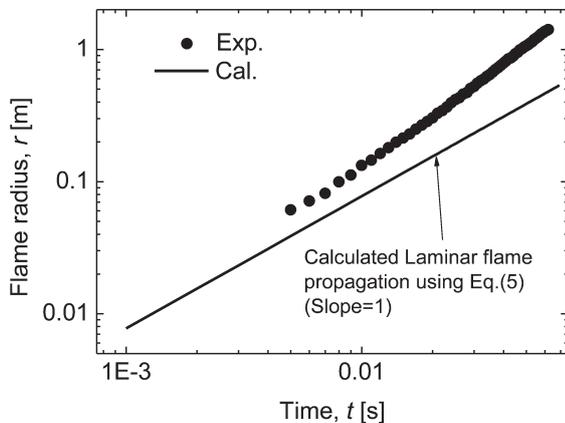


Fig. 8 Flame radius versus time for hydrogen-air mixture of  $\phi = 0.68$ . Solid lines are calculated by using Eq.5.

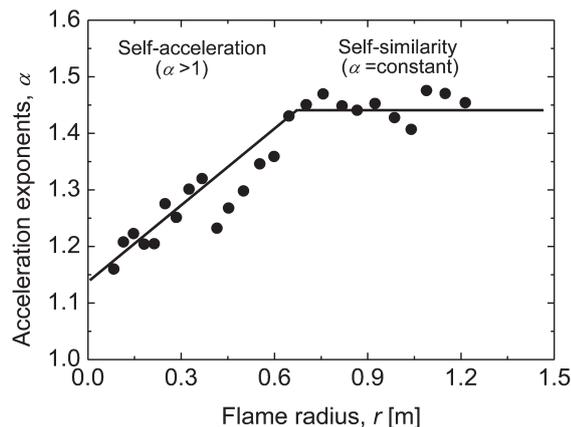


Fig. 9 Experimental acceleration exponents versus flame radius for hydrogen-air mixture of  $\phi = 0.68$ . Solid lines are linear fit.

えると一定になる傾向が見られる。実験では初期の気流の乱れや濃度不均一は存在しないため、水素 / 空気混合気の球状伝ば火炎は自発的に加速し ( $\alpha > 1$ )、この自発的な火炎伝ばの加速は自己相似性を持つ ( $\alpha = \text{constant}$ ) ことがわかる。つまり、火炎の不安定性により火炎が乱れることで火

炎面積が増加し、火炎伝ばが加速するが、そのときの火炎面は最終的にフラクタル的な構造になると考えられる。火炎半径が 0.6 m を超えてフラクタル的な構造となった時点では、流体力学的不安定性が支配的になっていると推定される。

さらに、水素 / 空気混合気の球状伝ば火炎のフラクタル次元について検討する。しわ状層流火炎を仮定すると以下の式が成り立つ。

$$A_f = \frac{4\pi r^2 V_f}{\varepsilon S_L} \quad (6)$$

ここで、 $r$  は火炎半径、 $V_f$  は火炎伝ば速度である。また、火炎面積の変化がフラクタル的に増大すると仮定すると火炎面積の変化は次式で求められる[17]。

$$A_f = 4\pi r_{cs}^2 \left( \frac{r}{r_{cs}} \right)^{d+2} \quad (7)$$

ここで、 $r_{cs}$  はフラクタル的な伝ばが開始する火炎半径、 $d$  は Fractal excess,  $d = (\alpha - 1)/\alpha$  と呼ばれるものである。式 (1) と式 (3) を組み合わせるとフラクタル的な火炎伝ば速度  $V_f$  は以下の式となる。

$$V_f = \varepsilon S_L \left( \frac{r}{r_{cs}} \right)^d \quad (8)$$

この式より、火炎がフラクタル的に伝ばする火炎半径の領域 ( $r > r_{cs}$ ) における火炎半径と火炎伝ば速度の関係を調べることで球状伝ば火炎のフラクタル次元  $D_3 = 2 + d$  を見積もることができる。水素 / 空気の混合気当量比  $\phi = 0.68$  の火炎伝ば速度と火炎半径の関係を図 10 に示す。見積もった Fractal excess は 0.295 になり、3次元のフラクタル次元は  $D_3 = 2.295$  となる。この値は多くの研究[5,9,10]により報告されている  $D_3 = 7/3$  と近い値になった。このように、火炎の自発的不安定性による加速現象が自己相似的に進行するという特徴を、大規模実験において定量的に確認できたこ

とは有意義である。また, しばしば大規模となる実際のガス爆発事故の検討をする上でも重要な知見であると考えられる。

#### 4. 結言

本研究では, 開放空間における水素 / 空気混合気中の火炎伝ばの大規模実験を行い, 火炎の不安定性による火炎伝ばの加速現象を詳細に調べた。大規模ガス爆発時の火炎挙動の理解に有用な以下の知見が得られた。

- (1) 大規模での水素 / 空気混合気中の球状伝ば火炎では濃度によらず火炎の不安定性により火炎の乱れが生じ自発的に加速する。拡散・熱的不安定性が発生する濃度条件では比較的爆発初期から火炎面に乱れが生じる。流体力学的不安定性は火炎半径がある程度大きくなってから生じ, 拡散・熱的不安定性が発生しない濃度条件も含め全ての濃度条件で発生する。
- (2) 火炎の不安定性による火炎伝ばの加速現象が発生する臨界火炎半径を実験から求めた。臨界火炎半径を火炎帯厚さで無次元化して求めた臨界 Peclet 数を用いて結果を整理した。当量比が小さくなると火炎伝ばの加速現象が発生する臨界火炎半径が小さくなり, 臨界 Peclet 数も小さくなる傾向がある。これは当量比が小さくなると拡散・熱的不安定性が強まるためであると考えられる。
- (3) 水素 / 空気混合気中の火炎伝ばの加速指数  $\alpha$  は臨界火炎半径を超えると  $\alpha > 1$  となり火炎半径増大とともに増加するが, ある火炎半径以上になると加速指数はほぼ一定になる。このときの火炎の乱れの成長は自己相似性を持つ挙動を取っていることが示唆される。この時の加速指数を用いて見積もった水素 / 空気混合気  $\phi = 0.68$  の球状伝ば火炎のフラクタル次元は  $D_3 = 2.295$  になり, 既往の研究で報告された値とほぼ一致した。

#### 謝辞

本研究は科研費基盤研究 (A) No.23241051 の助成を受けて実施した。また, 大規模実験の実施にあたっては, (独)産業技術総合研究所安全科学部門の椎名拓海氏にご協力をいただくとともに, 東京大学土橋研究室および山形大学桑名研究室の学生諸氏にお手伝いいただいた。ここに謝意を表します。また, 本研究にあたり, ご協力していただいた越光男東京大学名誉教授に特に深い感謝を申し上げます。

#### References

1. Kim, W.K., Mogi, T., and Dobashi, R., *Int. J. Hydrogen. Energ.* 38: 8024-8029 (2013).
2. Kim, W.K., Mogi, T., and Dobashi, R., 9th ISHPMIE, Cracow Poland (2012).
3. Kim, W.K., Mogi, T., and Dobashi, R., 23rd ICDERS, Irvine USA (2011).
4. Dobashi, R., Kawamura, S., Kuwana, K., and Nakayama, Y., *Proc. Combust. Inst.* 33: 2295-2301 (2001).
5. Gostintsev, Y.A., Istratov, A.G., and Shulenin, Y.V., *Combust. Explo. Shock.* 24: 563-569 (1988).
6. Gostintsev, Y.A., Fortov, V.E., and Shatskikh, Y.V., *Dokl. Phys. Chem.* 397: 68-71 (2004).
7. Karlin V., and Sivashinsky, G., *Combust. Theor. Model.* 10: 625-637 (2006).
8. Liberman, M.A., Ivanov, M.F., Peil, O.E., Valiev, D.M., and Eriksson L.E., *Phys. Fluids.* 16: 2476-2482 (2004).
9. Wada, Y., and Kuwana, K., *J. Loss Prevent. Proc.* 26: 392-395(2013).
10. Bradley, D., Hicks, R., Lawes, M., Sheppard, C.G.W., and Woolley R., *Combust Flame* 115: 126-144 (1998).
11. Wu, F., Jomass, G., and Law C.K., *Proc. Combust. Inst.* 34: 937-945 (2013).
12. Haq, M.Z., *J. Heat Transf.* 127: 1410-1415 (2005).
13. Gu, X.J., Haq, M.Z., Lawes, M., and Woolley, R., *Combust Flame* 121: 41-58 (2000).
14. Law, C.K., Jomaas, G., Bechtold, J.K., *Proc. Combust. Inst.* 30: 159-167 (2005).
15. Sun, C.J., Sung C.J., He, L., and Law, C.K., *Combust Flame* 118: 108-128 (1999).
16. Mukaiyama, K., Kuwana, K., *J. Loss Prevent. Proc.* 26: 387-391 (2013).
17. Nishimura, I., Mogi, T., and Dobashi, R., *J. Loss Prevent. Proc.* 26: 351-354 (2013).