

## ■原著論文/ORIGINAL PAPER■

## 直線渦に沿った高速火炎伝播に及ぼす点火位置の影響

## Influence of Ignition Position on High-Speed Flame Propagation along a Line Vortex

大森 秀治<sup>1</sup>・佐藤 裕也<sup>1\*</sup>・篠田 昌久<sup>1</sup>・山下 博史<sup>2</sup>OOMORI, Shuji<sup>1</sup>, SATO, Yuya<sup>1\*</sup>, SHINODA, Masahisa<sup>1</sup>, and YAMASHITA, Hiroshi<sup>2</sup><sup>1</sup> 山形大学大学院理工学研究科機械システム工学専攻 〒992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16  
Department of Mechanical Systems Engineering, Yamagata University, 4-3-16 Jyonan, Yonezawa 992-8510, Japan<sup>2</sup> 名古屋大学大学院工学研究科機械理工学専攻 〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町  
Department of Mechanical Science and Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

2011年4月25日受付; 2011年6月22日受理/Received 25 April, 2011; Accepted 22 June, 2011

**Abstract** : The unsteady 3-D numerical simulation was done in order to clarify the influence of ignition position on high-speed flame propagation phenomenon along a line vortex. The distance between the vortex center line and the ignition position was changed from  $D = 0$  mm to  $D = 7$  mm, while the vortex diameter was fixed at  $d = 2$  mm. In the 3-D visualization, the shapes of flame and vortex line were considerably different depending on  $D$ . Only when the high-speed flame propagation along the vortex occurred, the helical vortex line (the vortex filament solitons) was observed near the flame top. In the 1-D analysis along the vortex line, the peaks of curvature of the vortex line (the vortex filament solitons) were observed at the locations of large temperature gradient (the flames), and the vortex filament solitons and the flames propagated together along the vortex line. Due to these results, the validity of vortex driving mechanism of high-speed flame propagation phenomenon was reconfirmed. Finally, in the analysis of flame propagation speed, the steady maximum speeds reached about 11-12 m/s in all cases of  $D$ . However, the startup time of flame propagation depended on  $D$  sensitively, and the earliest startup was obtained at  $D = 0.8$  mm, and not at  $D = 0$  mm. Thus, it was found that the optimum ignition position for rapid startup of flame propagation existed, and such a result was explained by using the vortex driving mechanism.

**Key Words** : Flame propagation, Line vortex, Vortex filament soliton, Ignition, Numerical simulation

## 1. 緒言

燃料と空気の予混合気に点火する場合、渦が存在しない静止状態の予混合気に点火するより、渦輪や直線渦のような渦が存在する予混合気に点火する方が火炎伝播速度はずっと大きくなる。そのような渦に沿った高速火炎伝播現象は、ボルテックス・バースティングと呼ばれている。例えばピストン・エンジン燃焼室内やガスタービン・エンジン燃焼器内などのような一般的な乱流燃焼場や旋回流燃焼場では、大小さまざまな渦や大きな旋回流が存在しており、そのような渦や旋回流と火炎が相互作用する場では、ボルテックス・バースティングが起こっているのではないかと考えられている。

現在、定常のボルテックス・バースティングを説明するメカニズムとしては、主に圧力駆動メカニズムと渦糸駆動メカニズムの2つが提案されている。圧力駆動メカニズム

は、火炎前後の圧力差が火炎を前方へ駆動するというものであり、Chomiak [1]によって最初の理論が提案された。その後、圧力に着目したメカニズムは、石塚ら[2-5]、安里ら[6]、山下ら[7-9]などの理論・実験・数値シミュレーションによって研究が進められてきた。一方、渦糸駆動メカニズムは、Fig.1に示すように、火炎の熱膨張などによって形成されたラセン状の渦糸(渦糸ソリトン)の誘起速度が火炎を前方へ駆動するというものであり、篠田ら[10]によって最初のアイデアが提案された。ここで渦糸ソリトンとは、実際の3次元空間ではFig.2(a)のようなラセン状の渦糸として観察され、その渦糸に沿った1次元空間ではFig.2(b)のような渦糸の曲率の孤立波として観察される。篠田らによるアイデアの提案の後、渦糸あるいは渦度に着目したメカニズムは、長谷川ら[11-16]、梅村ら[17-22]などの理論・実験・数値シミュレーションによって研究が進められ、最近では、我々自身[23-26]によって、篠田らのアイデアあるいは仮説の正しさを示す証拠も得られるようになってきた。したがってそれに続く本研究でも、主に渦糸駆動メカニズムの

\* Corresponding author. E-mail: twy10049@st.yamagata-u.ac.jp

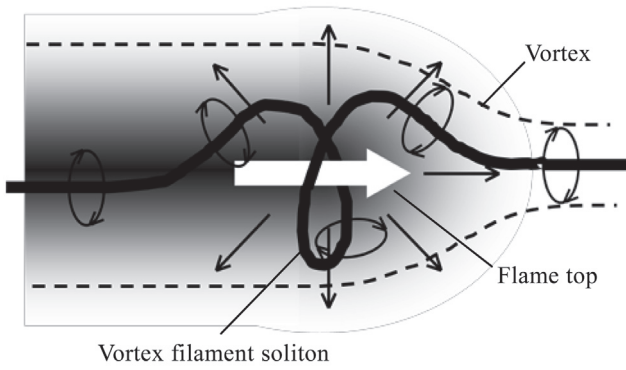


Fig.1 Vortex driving mechanism of high-speed flame propagation along vortex.

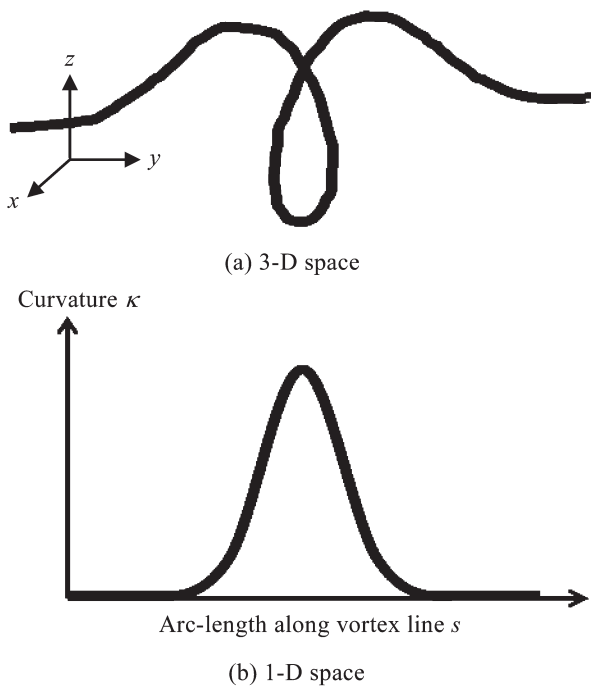


Fig.2 Vortex filament soliton in 3-D and 1-D spaces.

立場から研究を進めることにする。

過去のボルテックス・バースティングの研究例を見ると, 最も単純化したモデルとして, 1本の渦(1個の渦輪や1本の直線渦など)の中心軸上に点火しようとする問題を扱うことが多かった。しかしピストン・エンジン燃焼室内やガスタービン・エンジン燃焼器内の実際の乱流燃焼場などでは, 渦は1本だけとは限らず, 点火位置も正確に渦の中心軸上になるとは限らない。むしろそうではない場合の方が多くと考えられる。そこでボルテックス・バースティングを実際の乱流燃焼場などの基本的メカニズムとしてとらえる立場からは, 1本の渦の中心軸上に点火する簡単な問題だけでなく, もう少し複雑化したモデルとして, 相互作用する複数本の渦に点火する問題や, 渦の中心軸から意図的にずらして点火する問題なども調べてみる必要がある。

ここで複数本の渦, 例えばその出発点として2本の直線渦に点火する問題については, 我々自身によって既に調査が開始されている[27]。今後, 渦の本数を増やしたり, 渦の形状や配置を変えたりしながら, 研究を進めていきたいと考えている。そのような複数本の渦の問題は, 液滴列の燃焼あるいは液滴の群燃焼に倣って, 渦列の燃焼あるいは渦の群燃焼の問題と呼んでもよいであろう。一方, 本研究では, 我々自身による先行研究[28,29]に続いて, 1本の渦の中心軸から意図的にずらして点火する問題を考えることにする。具体的には, 直線渦の中心軸から点火位置までの距離を少しずつ変化させながら, その点火位置の違いが火炎形状や渦線形状, さらに火炎伝播速度などに及ぼす影響を数値シミュレーションによって明らかにする。

## 2. 数値シミュレーション

本研究の数値シミュレーションにおいて, 座標系は3次元デカルト座標系  $(x, y, z)$  とし, 支配方程式系は以下に示すような質量保存方程式, 運動量保存方程式, エネルギー保存方程式, 化学種保存方程式, そして状態方程式を考える[30,31]。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} T) = \frac{1}{c_p} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^N h_i w_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y_i) = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla Y_i) + w_i \quad (4)$$

$(i = 1, 2, 3, \dots, N)$

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i} \quad (5)$$

ここで  $\rho$  は質量密度,  $\mathbf{v}$  は速度ベクトル,  $p$  は圧力,  $\mu$  は粘度,  $T$  は温度,  $c_p$  は定圧比熱,  $\lambda$  は熱伝導率,  $h_i$  は化学種  $i$  のエンタルピー,  $w_i$  は化学種  $i$  の質量生成速度,  $Y_i$  は化学種  $i$  の質量分率,  $D_i$  は化学種  $i$  の拡散係数,  $m_i$  は化学種  $i$  のモル質量,  $R$  は気体定数,  $N$  は化学種の総数である。また方程式の離散化には有限体積法, 圧力と速度のカップリングには Patankar の SIMPLE 法[32]を用い, 各時間ステップにおいて SOR 法[33]による繰り返し計算を行う。輸送係数には Smooke らの Simplified Transport Model [34]を適用し, 熱力学定数には CHEMKIN データベース[35]を利用する。また本研究における燃焼の化学反応では, 熱膨張などの効果だけを考慮できればよいので, 簡単な化学反応機構として,  $\text{CH}_4, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2$  の5化学種からなるメ

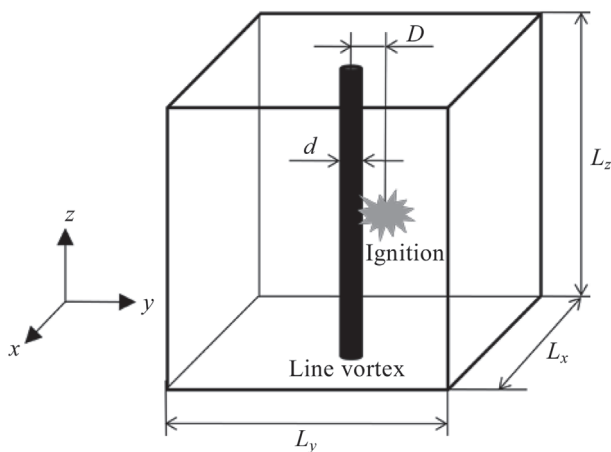


Fig.3 Numerical simulation model.

タン-空気系の総括一段不可逆反応機構を用いる[36,37].

本研究で用いたシミュレーション・モデルを Fig.3 に示す. 計算領域は  $L_x \times L_y \times L_z = 24 \times 24 \times 24 \text{ mm}^3$  の立方体とし, その中央に1本の直線渦を配置する. 直線渦の渦核直径は  $d = 2 \text{ mm}$ , 循環は  $\Gamma = 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ , 渦断面構造はバーガス渦[13]とする. また空間格子幅は  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.2 \text{ mm}$ , 時間ステップ幅は  $\Delta t = 1 \times 10^{-5} \text{ s}$  とする. 初期時刻  $t = 0 \text{ s}$  の計算領域全体は温度  $T = 300 \text{ K}$ , 当量比  $\phi = 1.0$  のメタン-空気予混合気で一様に満たされているものとし, その中に直線渦の速度分布などを初期条件として与えておく. ただし直線渦は粘性の影響によって時間経過とともに多少減衰していく. 境界条件は計算領域すべての境界面で自由境界条件とする. 時刻  $0 \text{ s} < t < 2 \times 10^{-3} \text{ s}$  の間, 直線渦の中心軸から  $D [\text{mm}]$  だけ離れた位置の微小体積に断熱火炎温度程度の高温を与えて点火を行う. そして点火後の温度分布や渦線分布を可視化し, 火炎伝播距離や火炎伝播速度を解析する.

### 3. 結果および考察

#### 3.1. 温度と渦線の3次元可視化

Fig.4 は, 渦が存在しない静止状態の予混合気に点火したときの温度分布(灰色の体積)を3次元可視化した結果である. その中の Figs.4 (a)-(c) は, それぞれ  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ ,  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$ ,  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  の各時刻を表している. また Fig.5 は, ちょうど渦の中心軸上に点火した  $D = 0 \text{ mm}$  のときの温度分布(灰色の体積)と渦線(黒色の曲線)を同時に3次元可視化した結果である. 温度分布は  $1500\text{-}2000 \text{ K}$  程度の等値面に相当しており, 渦線は直線渦のほぼ中心に位置するものを可視化している. さらに Fig.6 は渦の中心軸から点火位置までの距離が  $D = 1 \text{ mm}$  のとき, Fig.7 は渦の中心軸から点火位置までの距離が  $D = 7 \text{ mm}$  のときの同様な3次元可視化結果である.

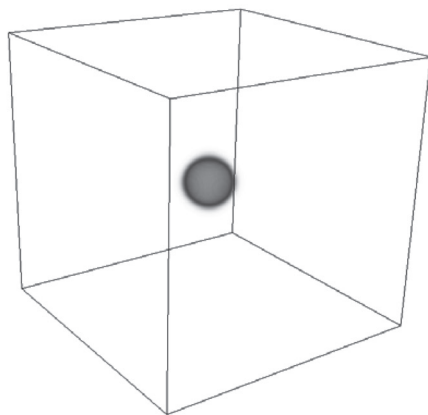
まず渦が存在しない静止状態に点火した Fig.4 の温度分

布を見ると, 時間経過とともに, 高温の火炎が球状に広がっていることがわかる. この場合は, 渦が存在しないので, ある特定の方向性を持った火炎伝播は見られず, 等方的な火炎伝播が見られる. 次に渦が存在して, ちょうど渦の中心軸上に点火した  $D = 0 \text{ mm}$  の Fig.5 を見ると, 時間経過とともに, 高温の火炎が渦の中心軸方向に伝播していることがわかる. この場合の火炎形状はアメリカン・フットボールのボール状になっており, 明らかな方向性を持った火炎伝播が見られる. また  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  の渦線はほぼ直線状のままであるが,  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  の渦線は上下の火炎先端付近で少し変形している様子が見られる. また渦の中心軸から少しだけずらして点火した  $D = 1 \text{ mm}$  の Fig.6 を見ると, この場合も高温の火炎が渦の中心軸方向に伝播しているが, 既に  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  には上下の火炎先端が計算領域の上下境界付近まで達しており,  $D = 0 \text{ mm}$  の Fig.5 よりも火炎伝播速度はかなり大きいことがわかる. 定量的には, 図から概算した火炎伝播速度は  $10 \text{ m/s}$  前後にもなっており, 層流燃焼速度(当量比  $\phi = 1.0$  のメタン-空気予混合気の層流燃焼速度は  $S_L = 0.4 \text{ m/s}$  程度)や渦が存在しない場合の火炎伝播速度(後述するように本研究では  $V_f = 2.3 \text{ m/s}$  程度)と比べてもずっと大きいことから, この場合には渦に沿った高速火炎伝播であるボルテックス・バースティングが起こっていると言える. なお一般的に火炎伝播速度  $V_f$ , ガスの流れ速度  $v$ , そして層流燃焼速度  $S_L$  には  $V_f = v + S_L$  の関係があると考えられ, このガスの流れ速度の中に, ボルテックス・バースティングの渦糸駆動メカニズムで重要な渦の誘起速度あるいは熱による膨張速度などが含まれてくることになる. さらに Fig.6 の  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  における渦線を見ると, 上下の火炎先端付近で大きくラセン状に変形しており, そのラセン状の渦線と火炎先端がほぼ同じ位置でペアになって伝播していく様子が明瞭にとらえられている. そして渦の中心軸から大きくずらして点火した  $D = 7 \text{ mm}$  の Fig.7 を見ると, 渦の周囲を回りながら, 渦に巻き込まれるように火炎が伝播していることがわかる. この場合の火炎は舌のような形状をしており, 方向性を持つてはいるが, Fig.5 や Fig.6 のような渦の中心軸方向ではなく, 渦の誘起速度に乗って渦の周方向に伝播している. また少なくとも  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  までの時刻では, 渦線は大きく変形しないのでほぼ直線状のままであり, 渦の中心軸に沿った高速火炎伝播はまだ起こっていないように見える.

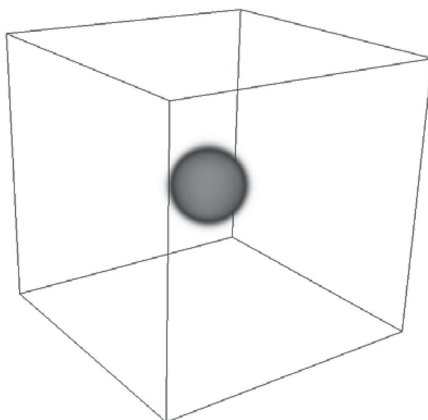
このように渦が存在する場合の Figs.5-7 を見てくると, 点火位置が違うだけで, 火炎形状や渦線形状の時間変化がかなり大きく異なってくるのがわかる. しかし火炎形状などが異なるように見えても, 渦の軸方向への火炎伝播も渦の周方向への火炎伝播もどちらも, 渦の誘起速度に乗って火炎が伝播したものに過ぎないと言える.

#### 3.2. 渦線に沿った温度と曲率の1次元解析

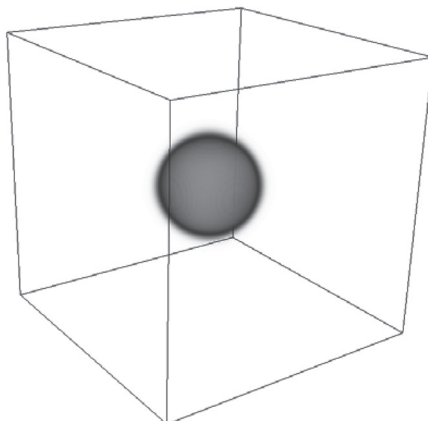
Fig.8 は, Fig.5 の中に示された1本の渦線に沿って温度分布(黒色の破線)と渦線の曲率分布(黒色の実線)を同時



(a)  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$

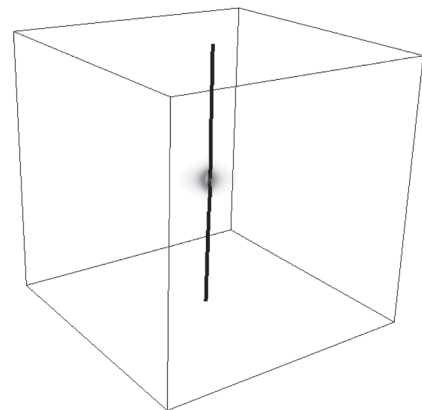


(b)  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$

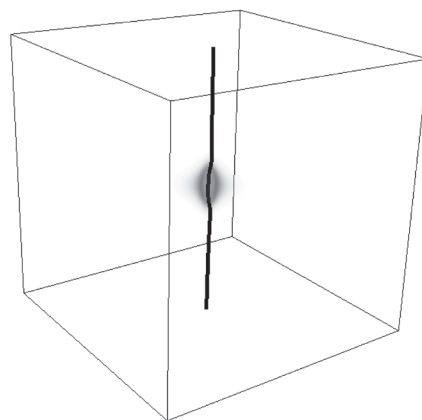


(c)  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$

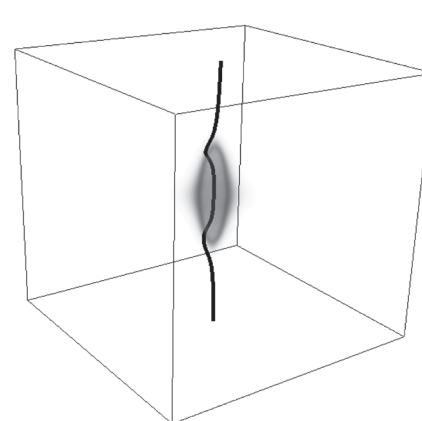
Fig.4 Temporal change in 3-D temperature distribution in case of non-vortex.



(a)  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$



(b)  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$



(c)  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$

Fig.5 Temporal change in 3-D temperature and vortex line distributions in case of  $D = 0 \text{ mm}$ .

に 1 次元解析した結果である。その中の Figs.8 (a)-(c) は、それぞれ  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ ,  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$ ,  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  の各時刻を表している。Figs.8 (a)-(c) の横軸は渦線に沿った距離 (弧長)  $s$  であり、その原点は渦線の中央にとっている。また右側の縦軸と破線のグラフは温度  $T$  [K], 左側の縦軸と実線のグラフは曲率  $\kappa$  [1/m] を表している。さらに Fig.9 は Fig.6 の渦線, Fig.10 は Fig.7 の渦線に沿った同様な 1 次

元解析結果である。

まず点火位置が  $D = 0 \text{ mm}$  の Fig.8 の温度分布を見ると、点火開始直後の  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  では、横軸中央付近から高温の既燃ガスが現れ始めている。さらに時間が経過した  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$  と  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  の温度分布を見ると、未燃ガス部分 ( $T = 300 \text{ K}$  程度の室温) と既燃ガス部分 ( $T = 2200 \text{ K}$  程度の高温) をつなぐ温度勾配の大きい領域 (火炎) が中央

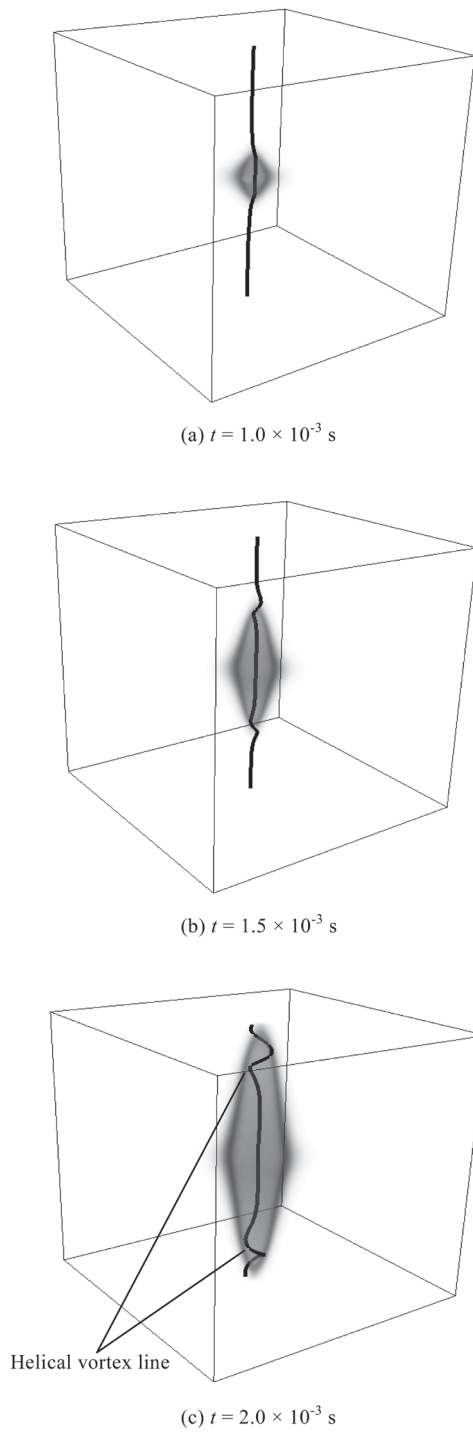


Fig.6 Temporal change in 3-D temperature and vortex line distributions in case of  $D = 1$  mm.

付近から左右に伝播し、渦線に沿って燃え広がっている様子がわかる。次に Fig.8 の渦線の曲率分布を見ると、初期時刻の直線渦は全く曲がっていないため、その曲率は一律に  $\kappa = 0 \text{ m}^{-1}$  になっているはずであるが、 $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$  と  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  では、温度勾配の大きい火炎とほぼ同じ位置に曲率のピークが現れ、渦糸ソリトン (Fig.2 (b)) のような曲率の孤立波を形成していることがわかる。そして時間経

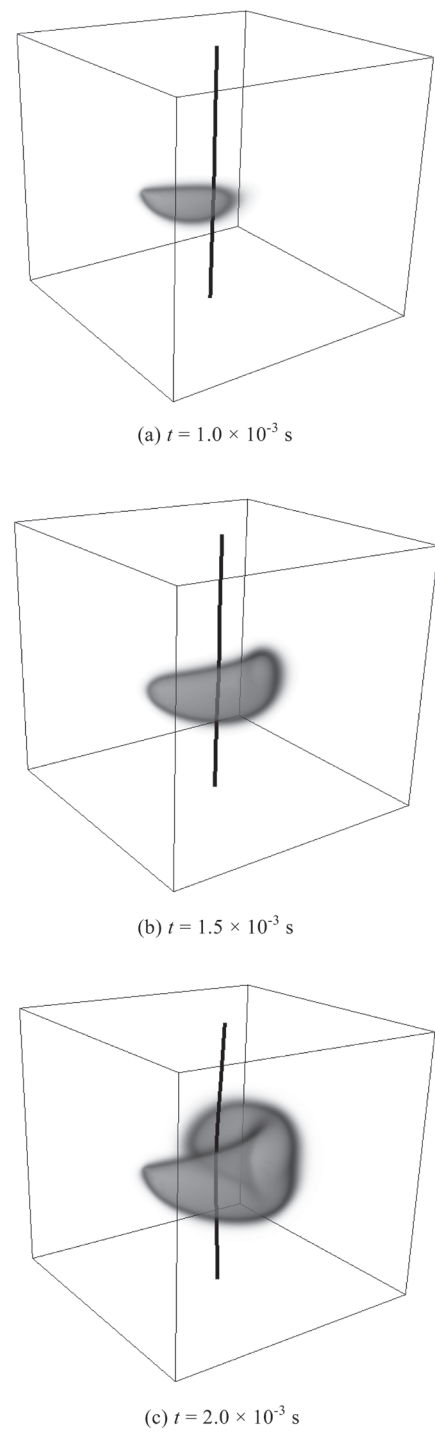


Fig.7 Temporal change in 3-D temperature and vortex line distributions in case of  $D = 7$  mm.

過とともに、温度勾配の大きい火炎と渦線の曲率の孤立波がペアになって渦線上を伝播していくように見える。また Fig.8 の 1次元解析結果に見られる渦線の曲率の孤立波は、Fig.5 の 3次元可視化結果に見られたラセン状の渦線に対応している。このような直線渦に対する解析結果は、我々が過去の研究[24-26]で扱った渦輪に対する解析結果と同様である。つまり渦の幾何学的形状が渦輪でも直線渦でも共

通に, 火炎の熱膨張などの効果が渦線をねじ曲げ, ラセン状の渦線の孤立波(渦系ソリトン)を形成すると同時に, その渦系ソリトンの誘起速度が火炎を前方へ駆動するという渦系駆動メカニズムが成り立っていることを示している. 以上のことは, 点火位置が  $D = 1 \text{ mm}$  の Fig.9 にも当てはまる. ただし  $D = 0 \text{ mm}$  の Fig.8 における渦系ソリトンの振幅は,  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  でも  $\kappa = 1100\text{-}1200 \text{ m}^{-1}$  程度であり, まだ成長途中のようにも見えるのに対して,  $D = 1 \text{ mm}$  の Fig.9 における渦系ソリトンの振幅は,  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$  から  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  あたりにかけて  $\kappa = 1400\text{-}1500 \text{ m}^{-1}$  程度のままほとんど変化しておらず, ほぼ一定に保たれていることから, 渦系ソリトンは十分に成長した後, 安定に定常伝播しているように見える. つまりちょうど渦の中心軸上に点火した  $D = 0 \text{ mm}$  の場合より, 渦の中心軸から少しだけずらして点火した  $D = 1 \text{ mm}$  の場合の方が渦系ソリトンの形成が早いことになる. この渦系ソリトンの形成速度の差が, Fig.8 と Fig.9 の間あるいは Fig.5 と Fig.6 の間に見られた火炎伝播速度の差にも影響しているのではないかとと思われる.

次に点火位置が  $D = 7 \text{ mm}$  の Fig.10 の温度分布を見ると, すべての時刻において, 初期時刻と同じ  $T = 300 \text{ K}$  程度のみであり, この結果からも  $D = 7 \text{ mm}$  では渦線に沿った火炎伝播はまだ起こっていないことがわかる. これは Fig.7 でも見られたように, 渦の中心軸から大きく離して点火したため, 火炎が渦の中心の渦線まで到達していないからである. また Fig.10 の渦線の曲率分布を見ると, これもすべての時刻において, 初期時刻と同じ  $\kappa = 0 \text{ m}^{-1}$  程度のみでほとんど変化していないことがわかる. つまり Fig.8 と Fig.9 のように高速火炎伝播が起こるときには渦系ソリトンが形成されており, Fig.10 のように高速火炎伝播が起こらないときには渦系ソリトンは形成されていない. 言い換えれば渦系ソリトンが形成されなければ, 高速火炎伝播は起こらないことになる. したがってボルテックス・バースティングにおいて, 渦系ソリトンの形成と高速火炎伝播には密接な関係があり, 渦系ソリトンと火炎がペアになって相互作用しながら伝播することが重要であることを示唆しているように思われる.

以上の結果は, 篠田ら[10]による渦系駆動メカニズムのアイデアあるいは仮説の正しさを示す新しい証拠となるものであるが, これまでの渦系駆動メカニズムの検証についての詳細は, 我々自身の別の研究[24-26]を参照してもらうものとして, 以下では, 点火位置の違いが火炎伝播距離や火炎伝播速度に及ぼす影響を調べていくことにする.

### 3.3. 火炎伝播距離の解析

Fig.11 は, 点火位置を  $D = 0, 1, 3, 5, 7 \text{ mm}$  と変化させたときの火炎伝播距離(点火位置から上下方向の火炎先端までの距離)の時間変化を示す. 横軸は時間  $t \text{ [s]}$ , 縦軸は火炎伝播距離  $L_f \text{ [m]}$  を表す. また黒色の実線のグラフ上の各種シンボルは渦の中心軸から点火位置までの距離  $D \text{ [mm]}$ , 黒色の破線のグラフは渦が存在しない静止状態に点火した

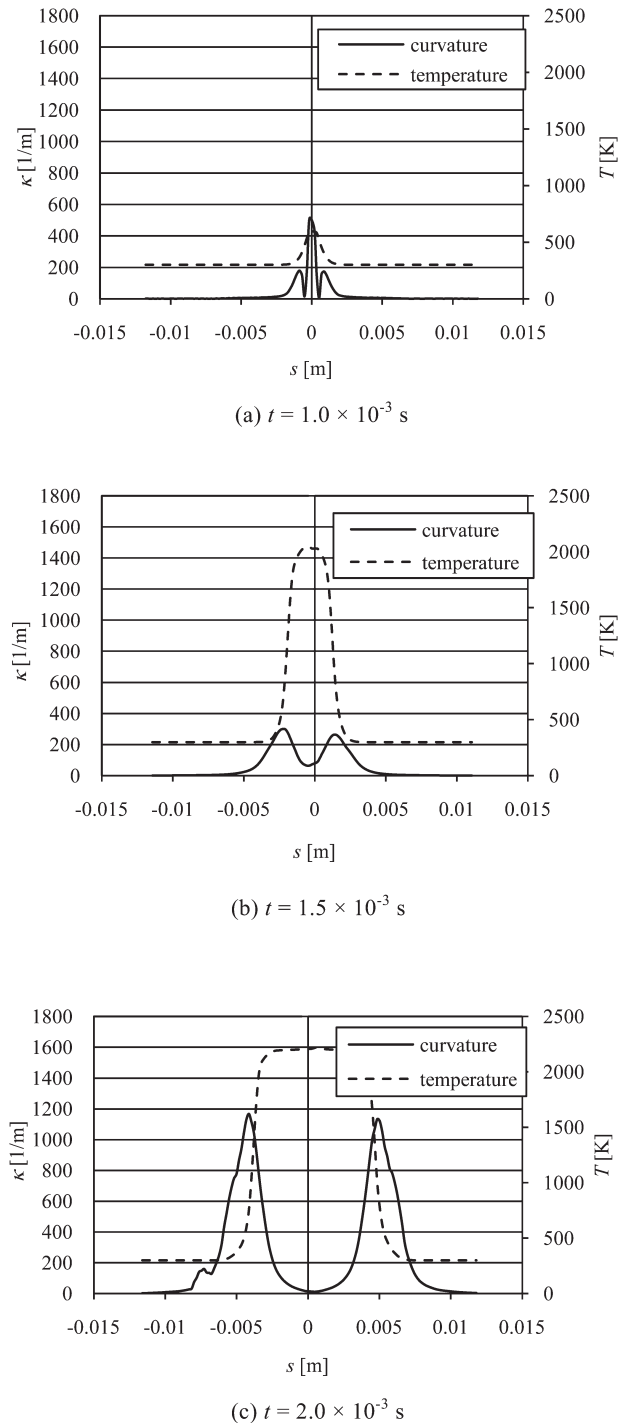
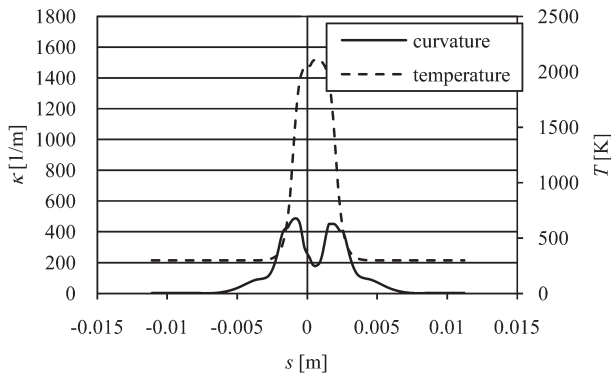


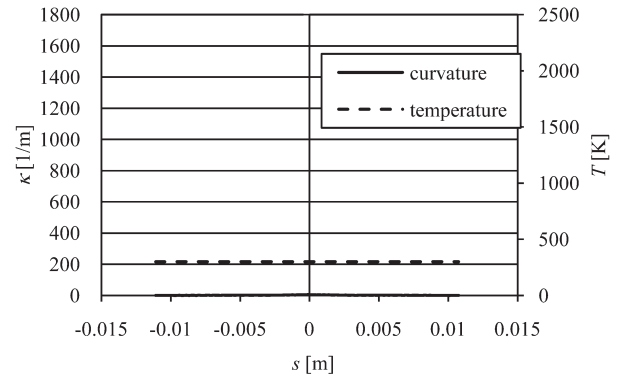
Fig.8 1-D analysis of temperature and curvature distributions along vortex line in case of  $D = 0 \text{ mm}$ .

場合を表す.

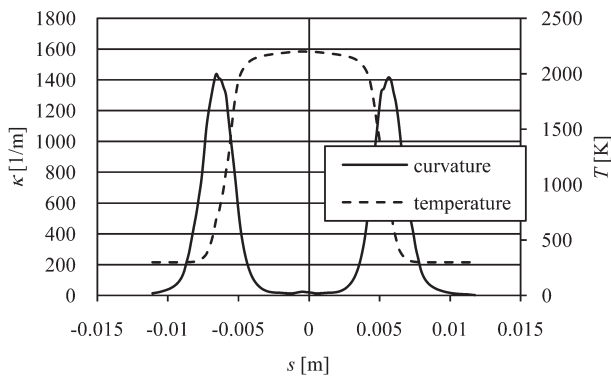
まず渦が存在しない場合の破線のグラフを見ると, 点火開始直後から, 時間に比例する形で火炎伝播距離が緩やかに増加している. これは Fig.4 の可視化結果に見られた球状の火炎に相当する. 次に渦が存在する場合の実線のグラフを見ると, 点火開始直後は, 渦が存在しない場合よりも火炎伝播の立ち上がりはむしろ遅い. 特に  $D = 3 \text{ mm}$  の場



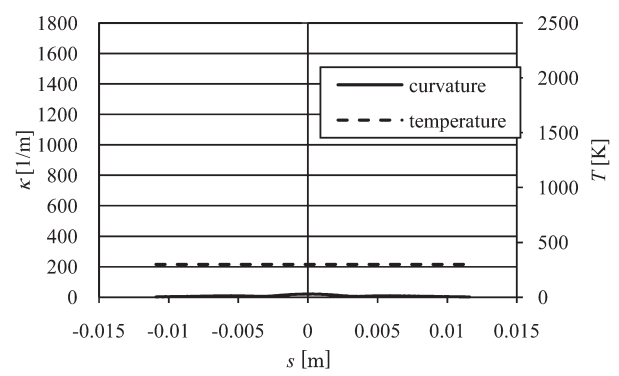
(a)  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$



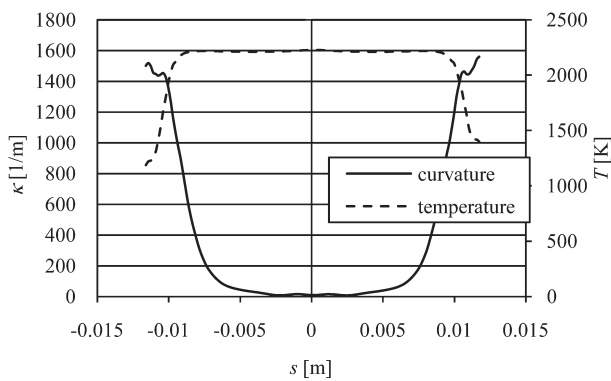
(a)  $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$



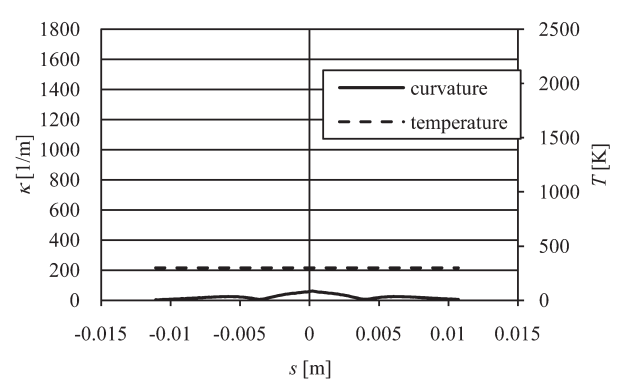
(b)  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$



(b)  $t = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}$



(c)  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$



(c)  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$

Fig.9 1-D analysis of temperature and curvature distributions along vortex line in case of  $D = 1 \text{ mm}$ .

Fig.10 1-D analysis of temperature and curvature distributions along vortex line in case of  $D = 7 \text{ mm}$ .

合は  $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  あたりまで火炎伝播は起こらないように見える。火炎伝播の立ち上がりが最も早い  $D = 1 \text{ mm}$  の場合でも、 $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$  を過ぎるまで、渦が存在しない場合の火炎伝播距離を下回っている。しかし渦が存在する場合の火炎伝播距離は、時間経過とともに加速的に急激に増加していき、最終的には渦が存在しない場合を大きく上回って増加していく。また点火位置をさまざまに変化させ

ても、最終的に到達する定常状態の最大火炎伝播速度 (最終的なグラフの勾配の大きさ) はすべて同程度で、約 11-12 m/s に達していることがわかる。この値は Fig.6 の可視化結果から概算した値ともほぼ一致する。しかし火炎伝播の立ち上がりの早さ (グラフの勾配が大きくなるまでに要する時間) を見ると、点火位置によって大きな差があることがわかる。火炎伝播の立ち上がりが最も早いのは、渦の中心

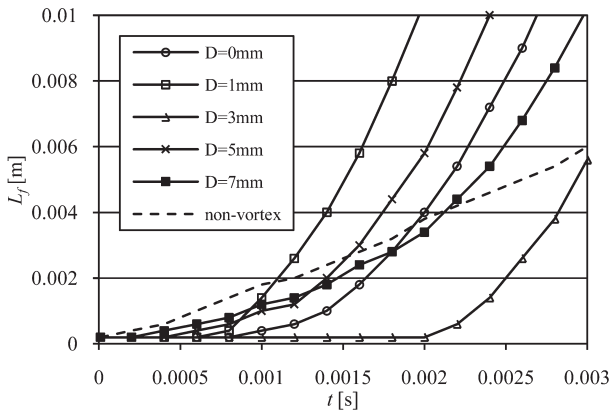


Fig. 11 Temporal change in flame propagation distance  $L_f$  in cases of  $D = 0, 1, 3, 5, 7$  mm and non-vortex.

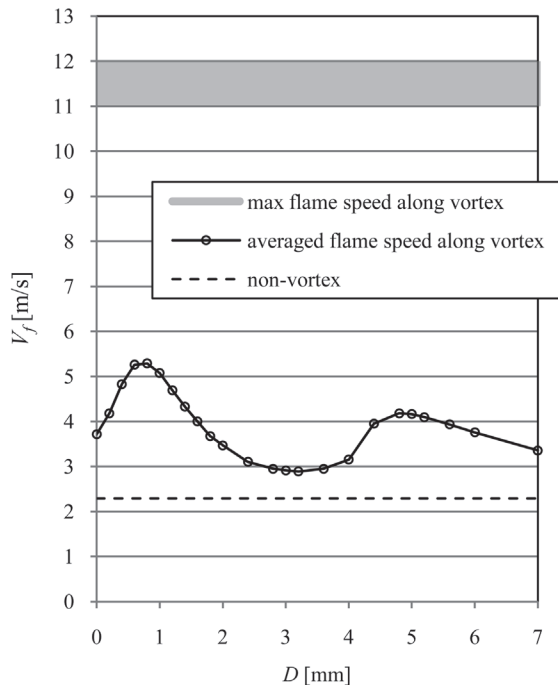


Fig. 12 Influence of ignition position  $D$  on averaged flame propagation speed  $V_f$ .

軸から少しだけずらして点火した  $D = 1$  mm の場合であり, 正確に渦の中心軸上に点火した  $D = 0$  mm の場合よりも早くなっているのは興味深い. 一方, 火炎伝播の立ち上がりが最も遅いのは  $D = 3$  mm の場合であり, もっと遠くに点火した  $D = 7$  mm の場合より遅くなっている. なお Fig.11 は, 点火位置が  $D = 0, 1, 3, 5, 7$  mm の場合の結果だけを示しているが, さらにもっと遠く離して  $D \rightarrow \infty$  とした場合は, 火炎伝播に及ぼす渦の誘起速度の影響が徐々に小さくなっていくと考えられるので, 渦が存在しない場合の破線のグラフに漸近していくものと考えられる.

### 3.4. 平均火炎伝播速度の解析

前述の Fig.11 を見る限り, どの点火位置の場合でも, 最終的に到達する定常状態の最大火炎伝播速度は約 11-12 m/s ほどで, 同程度の値になっていた. これは渦の直径や循環などの条件を同一にしているため, 当然の結果とも言える. そこで点火位置による違いを定量的に表すものとして, 点火開始直後から定常状態に達する頃までの平均火炎伝播速度というものを定義することにする. 具体的には, Fig.11 の縦軸の距離  $\Delta L = 10$  mm と, その距離を火炎が伝播するのに要した時間  $\Delta T$  [s] を用いて, 平均火炎伝播速度  $V_f = \Delta L / \Delta T$  [m/s] を定義する. ただし点火位置の違いによって平均火炎伝播速度が違ってくる可能性があるのは, 既に Fig.11 で見たように, 点火位置によって火炎伝播の立ち上がりの早さが大きく異なるためであり, 最終的な定常状態の最大火炎伝播速度はほぼ同じであることに注意する必要がある. また点火位置の他に点火時間や点火体積などの点火の条件や渦の条件を変えても, 平均火炎伝播速度の特性は違ってくる可能性があるため, 本研究の結果は本研究で用いた条件の下での結果であると理解すべきであろう.

Fig.12 は, 点火位置を細かく変化させたときの点火位置と平均火炎伝播速度の関係を示す. 縦軸は火炎伝播速度  $V_f$  [m/s], 横軸は点火位置  $D$  [mm] である. また黒色の実線のグラフは上述のように定義した平均火炎伝播速度, 灰色の領域は定常状態の最大火炎伝播速度 (約 11-12 m/s), 黒色の破線は渦が存在しない場合の火炎伝播速度 (約 2.3 m/s) を表す.

まず渦が存在しない場合の破線の火炎伝播速度は  $V_f = 2.3$  m/s ほどになっており, 層流燃焼速度 (当量比  $\phi = 1.0$  のメタン-空気予混合気の層流燃焼速度は  $S_L = 0.4$  m/s 程度) よりもかなり大きくなっている. その理由としては, この火炎伝播速度には層流燃焼速度だけでなく, 熱による膨張速度なども足し合わされているためであると考えられる. 次に渦が存在する場合の実線のグラフを見ると, 正確に渦の中心軸上に点火した  $D = 0$  mm の場合は  $V_f = 3.8$  m/s 程度であるが, 渦の中心軸から少しだけずらして点火した  $D = 0.8$  mm の場合は  $V_f = 5.3$  m/s 程度になっており, ごくわずかに点火位置をずらすだけで約 1.4 倍に増加して最大になっていることがわかる. つまり火炎伝播の立ち上がりを最も早くして, 平均火炎伝播速度を最大にするためには, 正確に渦の中心軸上の  $D = 0$  mm に点火するよりも, 渦の中心軸から少しだけずらした  $D = 0.8$  mm に点火する方がよいことがわかる. 言い換えれば火炎伝播の立ち上がりを早くするためには, 最適な点火位置が存在することになる. 逆に火炎伝播の立ち上がりを遅くして, 平均火炎伝播速度を小さくするためには, 渦の中心軸からさらにずらして  $D = 3.2$  mm あたりに点火すればよいと言える. もちろんもっと遠く離して点火位置を  $D \rightarrow \infty$  とした場合には, 渦が存在しない場合の破線のグラフに漸近し, 平均火炎伝播速度は最小になると思われる.

最後に, ボルテックス・バースティングの渦糸駆動メカ



ニズムの立場から、点火位置が  $D=0.8\text{ mm}$  の場合に平均火炎伝播速度が最大になる理由について考察してみたい。点火位置  $D=0.8\text{ mm}$  は、ちょうど渦核半径  $d/2=1\text{ mm}$  の値に近いことから、渦まわりの最大周方向速度を与える位置として簡単な説明を与えることができるようにも思われる。しかし Fig.12 をよく見ると、平均火炎伝播速度を極大にする点火位置は  $D=0.8\text{ mm}$  だけでなく  $D=4.8\text{ mm}$  もあり、少なくとも2つ存在するという結果が得られている。したがってもう少し複雑な説明が必要になるであろう。我々なりに考えた説明の詳細は、また別の機会に譲るとして、ここでは点火位置が  $D=0\text{ mm}$  と  $0.8\text{ mm}$  の2つの場合だけを比較しながら、平均火炎伝播速度の違いの簡単な定性的説明を試みることにする。今、直線渦の中心にある1本の渦糸に着目する。この渦糸は渦の中心にあり、最も強い渦糸である。Fig.13 (a) のように、正確に渦の中心軸上の  $D=0\text{ mm}$  に点火する場合には、渦の中心の渦糸は直線状のままであり、すぐにはねじ曲げられにくい。しかし Fig.13 (b) のように、渦の中心軸から少しだけずらした  $D=0.8\text{ mm}$  に点火する場合には、渦の中心の渦糸は横方向からの膨張速度を受けて容易に変形し、すぐにねじ曲げられやすくなる。それによってボルテックス・パースティングの渦糸駆動メカニズムで重要な役割を担うラセン状の渦糸(渦糸ソリトン)の形成が早くなり、火炎伝播の立ち上がりも早くなり、平均火炎伝播速度が大きくなるのではないかと考えられる。

それに関連して、我々の過去の研究[23]では、渦輪と直線渦に沿った火炎伝播速度を比較した際、直線渦よりも渦輪の方が火炎伝播の立ち上がりも早くなるという結果が得られていた。当時はその理由が不明であったが、本研究の成果を踏まえてあらためて考えてみると、渦輪の場合、点火位置は空間に固定されているのに対して、渦輪は自身の進行速度で少しずつ移動するため、渦の中心軸から少しずらして点火したのと同じような状況になっていた可能性がある。あるいは渦輪の場合、仮に渦の中心軸上に正確に点火し続けたとしても、渦輪のカーブに沿って少し離れた位置から見れば、その位置における渦の中心軸の延長線からは少しずらして点火したのと同じような状況になっている。それらの理由のため、直線渦よりも渦輪の方が火炎伝播の立ち上がりも早くなったのではないかと考えられる。

#### 4. 結言

本研究では、渦に沿った高速火炎伝播であるボルテックス・パースティングにおいて、点火位置の違いが火炎形状や渦線形状、さらに火炎伝播速度などに及ぼす影響を調べることを目的として、1本の直線渦の中心軸から意図的にずらして点火する問題の数値シミュレーションを行った。その結果、以下のような知見が得られた。

1) 計算領域内の温度分布と渦線分布を3次元可視化したところ、点火位置の違いによって、火炎形状や渦線形状の時間変化にかなり大きな違いが見られた。正確に渦の中

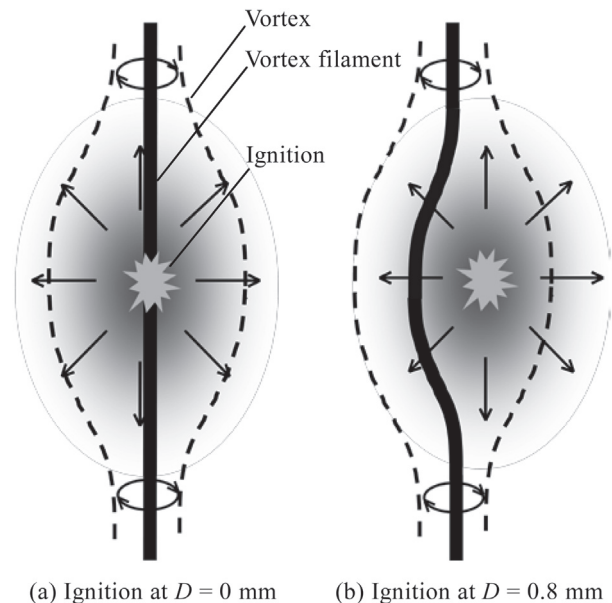


Fig.13 Explanation of rapid startup of flame propagation by using vortex driving mechanism.

心軸上に点火した場合や中心軸から少しだけずらして点火した場合は、渦の中心軸方向に火炎が伝播し、火炎先端付近にはラセン状の渦線(渦糸ソリトン)が観察された。一方、渦の中心軸から大きく離して点火した場合は、渦の周方向に火炎が伝播し、渦線はほぼ直線状のままであった。しかしながら渦の軸方向への火炎伝播も周方向への火炎伝播もどちらも、単に渦の誘起速度に乗って火炎が伝播したものに過ぎず、ボルテックス・パースティングの渦糸駆動メカニズムの立場では、それらを統一的に容易に理解することができる。

- 2) また1本の渦線に沿った温度分布と渦線の曲率分布を1次元解析したところ、温度勾配の大きい火炎とほぼ同じ位置に渦線の曲率の孤立波(渦糸ソリトン)が見られ、渦糸ソリトンと火炎がペアになって渦線上を伝播していく様子がとらえられた。また渦の中心軸方向への火炎伝播が見られないときには、渦糸ソリトンも見られなかった。我々が過去の研究で扱った渦輪の場合[24-26]だけに限らず、本研究で扱った直線渦の場合にも同じような解析結果が得られたことで、渦糸ソリトンと火炎が相互作用しながら高速伝播するという渦糸駆動メカニズムの有効性を再確認することができた。
- 3) さらに点火位置の違いが火炎伝播距離や火炎伝播速度に及ぼす影響を解析したところ、最終的に到達する定常状態の最大火炎伝播速度は約  $11\text{--}12\text{ m/s}$  で、ほぼ同程度であったが、火炎伝播の立ち上がりの早さには大きな差が見られた。正確に渦の中心軸上に点火する場合よりも、中心軸から少しだけずらして点火する場合の方が火炎伝播の立ち上がりも早くなり、平均火炎伝播速度も大きくなるという興味深い結果が得られた。つまり火炎伝播の

立ち上がりを早くするためには, 最適な点火位置が存在することになる. その理由としては, 渦の中心軸から少しだけずらして点火すると, ボルテックス・バースティングの渦糸駆動メカニズムで重要な役割を担うラセン状の渦糸(渦糸ソリトン)が形成されやすくなるためではないかと考えられた.

以上が主な知見である. なお緒言でも述べたように, ピストン・エンジン燃焼室内やガスタービン・エンジン燃焼器内の実際の乱流燃焼場などでは, 渦は1本だけとは限らず, 点火位置も正確に渦の中心軸上になるとは限らない. むしろそうではない場合の方が多いと考えられる. したがって最も簡単な1本の渦の中心軸上に点火する問題を理解することから出発して, 大小さまじな渦からなる大規模で複雑な乱流場に点火する問題を十分に理解できるようになるまでには, それらの中間的な橋渡し役として, 我々が過去の研究[27]で開始した複数本の渦に点火する問題(渦列の燃焼の問題あるいは渦の群燃焼の問題)や, 本研究で扱った1本の渦の中心軸から意図的にずらして点火する問題などの研究で得られた知見が役立つのではないかとと思われる.

## 謝辞

本研究の一部は, 独立行政法人・科学技術振興機構(JST)の戦略的国際科学技術協力推進事業の委託研究として実施した.

## References

- Chomiak, J., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.16 (1976) pp.1665-1673.
- Ishizuka, S., *Combustion and Flame*, Vol.82 (1990) pp.176-190.
- Ishizuka, S., Murakami, T., Hamasaki, T., Koumura, K., Hasegawa, R., *Combustion and Flame*, Vol.113 (1998) pp.542-553.
- Ishizuka, S., Koumura, K., Hasegawa, R., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28 (2000) pp.1949-1956.
- Ishizuka, S., *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.28 (2002) pp.477-542.
- Asato, K., Wada, H., Hiruma, T., Takeuchi, Y., *Combustion and Flame*, Vol.110 (1997) pp.418-428.
- 趙黛青, 山下博史, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.67, No.662 (2001) pp.2567-2573.
- 永井秀和, 趙黛青, 山下博史, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.71, No.709 (2005) pp.2339-2344.
- 近藤周司, 山下博史, 篠田昌久, 山本和弘, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.74, No.747 (2008) pp.2387-2392.
- 篠田昌久, 矢野和重, 王健平, 藤原俊隆, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集 (1993) pp.249-251.
- Hasegawa, T., Nishikado, K., Chomiak, J., *Combustion Science and Technology*, Vol.108 (1995) pp.67-80.
- Hasegawa, T., Nishikado, K., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.26 (1996) pp.291-297.
- 長谷川達也, 燃焼研究, Vol.122 (2000) pp.49-57.
- Hasegawa, T., Nishiki, S., Michikami, S., *IUTAM Symposium on Geometry and Statistics of Turbulence*, Kluwer Academic Publishers (2001) pp.235-240.
- Hasegawa, T., Nakamichi, R., Nishiki, S., *Combustion Theory and Modelling*, Vol.6 (2002) pp.413-424.
- Hasegawa, T., Michikami, S., Nomura, T., Gotoh, D., Sato, T., *Combustion and Flame*, Vol.129 (2002) pp.294-304.
- 梅村章, 富田浩一, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.637 (1999) pp.3169-3176.
- 梅村章, 富田浩一, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.65, No.637 (1999) pp.3177-3184.
- Umemura, A., Takamori, S., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28 (2000) pp.1941-1948.
- 梅村章, 燃焼研究, Vol.122 (2000) pp.35-48.
- Umemura, A., Tomita, K., *Combustion and Flame*, Vol.125 (2001) pp.820-838.
- Takamori, S., Umemura, A., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.29 (2002) pp.1729-1736.
- 篠田昌久, 山下博史, 第44回燃焼シンポジウム講演論文集 (2006) pp.312-313.
- 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 第47回燃焼シンポジウム講演論文集 (2009) pp.154-155.
- 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 日本燃焼学会誌, Vol.52, No.161 (2010) pp.224-232.
- 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 第48回燃焼シンポジウム講演論文集 (2010) pp.142-143.
- 大森秀治, 庄子潤也, 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 可視化情報学会全国講演会 (米沢 2009) 講演論文集 (2009) pp.345-348.
- 大森秀治, 庄子潤也, 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 第47回燃焼シンポジウム講演論文集 (2009) pp.156-157.
- 大森秀治, 佐藤裕也, 篠田昌久, 山下博史, 第48回燃焼シンポジウム講演論文集 (2010) pp.144-145.
- Williams, F. A., *Combustion Theory (2nd Edition)*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Menlo Park (1985) pp.1-18.
- Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, New York (1986) pp.161-230.
- Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.126-130.
- Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.67-68.
- Smooke, M. D., *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*, Springer-Verlag,

Tokyo (1991) pp.1-28.

35. Kee, R. J., Rupley, F. M., Miller, J. A., *Sandia Report No. SAND 89-8009*, Sandia National Laboratories, Livermore (1989).
36. Coffee, T. P., Kotlar, A. J., Miller, M. S., *Combustion and Flame*, Vol.54 (1983) pp.155-169.
37. Coffee, T. P., Kotlar, A. J., Miller, M. S., *Combustion and Flame*, Vol.58 (1984) pp.59-67.