

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

渦に沿った高速火炎伝播における火炎と渦糸ソリトンの位置関係

Positional Relation of Flame and Vortex Filament Soliton in High-Speed Flame Propagation along a Vortex

佐藤 裕也^{1,2*}・篠田 昌久¹・山下 博史³SATO, Yuya^{1,2*}, SHINODA, Masahisa¹, and YAMASHITA, Hiroshi³

¹ 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 Jonan, Yonezawa 992-8510, Japan

² 日本学術振興会特別研究員 〒102-8472 東京都千代田区一番町8
Research fellow of the Japan Society for the Promotion of Science, 8 Ichiban-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 102-8472, Japan

³ 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

2013年10月28日受付; 2014年1月17日受理/Received 28 October, 2013; Accepted 17 January, 2014

Abstract : The unsteady 3-D numerical simulation was carried out in order to clarify the relative locations of flame and vortex filament soliton in the high-speed flame propagation phenomenon (the vortex bursting) along a line vortex. The position of vortex filament soliton was determined by a peak point of curvature distribution along the vortex line. The position of flame was determined by 3 kinds of physical properties, respectively; a gradient region of temperature distribution, a peak point of temperature gradient distribution, and a peak point of heat release rate distribution along the vortex line. In the 1-D analysis of flame propagation speed and in the 3-D visualization of helical vortex lines around the flame top, it was confirmed that the vortex bursting occurred in this numerical simulation. Furthermore, in the 1-D analyses of vortex line curvature, temperature, temperature gradient, and heat release rate along the vortex line, the peaks of vortex line curvature (the vortex filament solitons) were observed at the same locations as the peaks of temperature gradient and heat release rate (the flames), and the flames and the vortex filament solitons propagated in pairs along the vortex line. Due to these results, an evidence to support the vortex driving mechanism (the interaction between flame and vortex filament soliton) in the vortex bursting was obtained.

Key Words : Vortex bursting, Vortex filament soliton, Vortex line curvature, Flame, Temperature gradient, Heat release rate, Numerical simulation

1. 緒言

例えばピストン・エンジンやガスタービン・エンジンなどの乱流燃焼場や旋回流燃焼場の中には、大小様々な渦や大きな旋回流が存在しており、そのような火炎と渦が相互作用するような場では、ボルテックス・バースティング現象が起こっている可能性があると考えられている。ボルテックス・バースティングとは、渦に沿って火炎が高速伝播する現象であり、McCormackら(1972)[1]によって実験的に発見された。例えば燃料と空気の予混合気点火の際には、渦が存在しない場合よりも、渦輪や直線渦のような渦が存在する場合の方が火炎伝播速度はずっと大きくな

ることが知られている。

これまでの数多くの研究成果によって、ボルテックス・バースティングのメカニズムは次第に明らかになってきており、現在では、主に圧力駆動メカニズムと渦糸駆動メカニズムの2つの視点から研究が進められている。まず圧力駆動メカニズムとは、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る。Chomiak(1976)[2]による最初の理論の発表後、石塚ら[3-6]、安里ら[7]、山下ら[8-10]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とは、渦糸の誘起速度が火炎を前方へ駆動するというものである。年代的には、篠田ら(1993)[11]の渦糸ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説が最初のものと思われるが、その後、Ashurst(1996)[12]もバロクリニック渦による高速火炎伝播

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

の理論を発表しており、これも渦の誘起速度に着目している点で渦系駆動メカニズムの一種と言えるであろう。さらに長谷川ら[13-18]、梅村ら[19-24]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。

ここで渦系ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説について少し説明しておきたい。まず渦系ソリトンとは、Hasimoto (1972) [25-27]によって理論的に予測されたソリトンであり、実際の3次元空間では Fig.1 (a) のようなラセン状の渦系として観察され、その渦系の弧長に沿った1次元空間では Fig.1 (b) のような渦系の曲率の孤立波として観察される。またその渦系ソリトンによる高速火炎伝播とは、Fig.2 に示すように、火炎の熱膨張や渦の角運動量保存則などの効果[22]によって形成されたラセン状の渦系(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ものである。

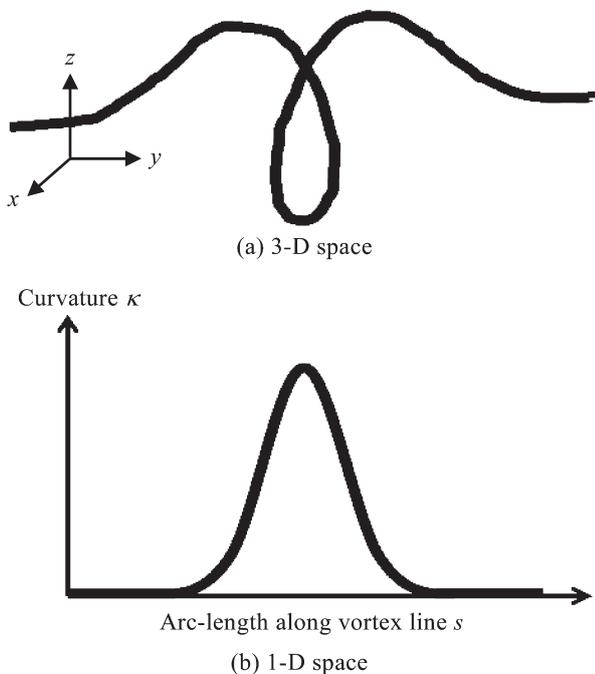


Fig.1 Vortex filament soliton in 3-D and 1-D spaces.

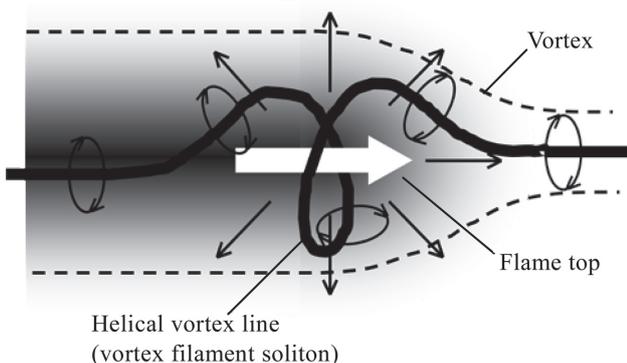


Fig.2 High-speed flame propagation mechanism by vortex filament soliton.

る。そのような場では、まず火炎の熱膨張(火炎による膨張速度)が渦系をねじ曲げて渦系ソリトンを形成すると、形成された渦系ソリトンは自身の誘起速度(渦系による回転速度)によって火炎を前方へ輸送し、さらに前方へ輸送された火炎は自身の熱膨張によって渦系をさらにねじ曲げるといったような形で、火炎と渦系ソリトンの相互作用が成り立っていると考えられる。

我々の最近の研究[28-32]では、渦輪や直線渦に沿った高速火炎伝播の3次元数値シミュレーション、さらに渦線に沿った温度分布と渦線曲率分布の1次元解析によって、火炎と渦系ソリトンがペアになって伝播していく様子をとらえることができた。これにより、渦系ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説の妥当性を示す証拠が得られるようになってきた。しかし場合によっては[28]、温度分布の勾配領域(火炎)と渦線曲率分布のピーク(渦系ソリトン)が一部ずれてしまっているように見えたこともあり、火炎と渦系ソリトンの位置関係があまり明確ではなかった。この不明確さは、可視化・解析プロセスの計算誤差などが主な原因であると考えられたが、火炎の位置を温度分布の勾配領域で示すと、勾配領域の幅(火炎帯の幅)の分だけ位置が不明瞭になることも理由の一つであるようにも思われた。

そこで本研究では、渦系ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説の検証をさらに進めるため、火炎と渦系ソリトンの相対的位置関係をより詳しく正確に調べることを目的とする。

ここで渦系ソリトンの位置は、Fig.1 (b) を見てもわかるように、渦系あるいは渦線の微分幾何学的な曲率のピークの位置から決めることができる。一般に3次元空間中の渦線形状を決めるためには、曲率と捩率を決める必要があるが、今回は火炎と渦系ソリトンの位置関係を調べるのが第一の目的であるため、曲率だけを扱い、捩率は扱わないものとする。一方、火炎の位置は、実験や数値シミュレーションの目的や条件などによって、温度分布から決める場合、発熱速度分布から決める場合、あるいはラジカルのような化学種濃度分布から決める場合など様々な場合があるように思われる。そこで本研究で火炎の位置を決めるために用いる物理量について、Fig.3 に示した1次元予混合火炎構造の模式図[33,34]を用いて説明しておきたい。Fig.3 は横軸に1次元空間座標 s を取り、静止した予混合気中を火炎が左から右に伝播する状態を示している。通常の様式図では、定在した火炎に対して予混合気は左から右に流入する状態を示しているものが多いが、この図では、後に示される1次元解析結果(例えば Fig.9 の横軸が正の領域)と対応させるため、左右が逆になっているので若干注意を要する。しかし左右が逆でも、本質的な意味は同じである。まず火炎帯とは予熱帯と反応帯を合わせたものであるが、予混合気は予熱帯に入ると、反応帯からの熱の供給を受けて温度分布 T (黒色の実線) が上昇し始め、さらに反応帯に入ると燃焼の化学反応により自ら発熱して高温になる。温度分布

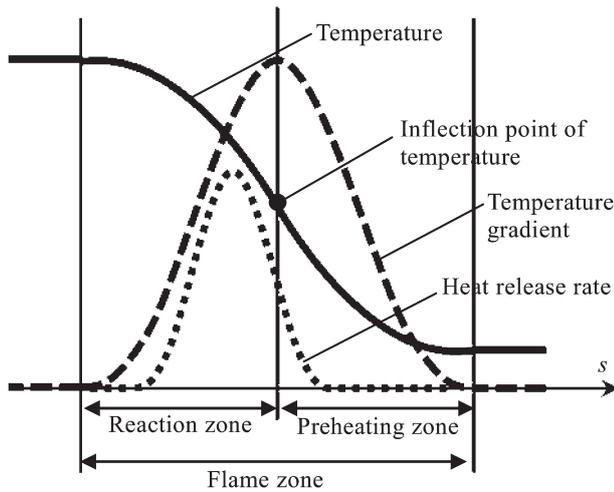


Fig.3 1-D premixed flame structure [33,34].

は常温から高温に移行する途中で変曲点 $\partial^2 T / \partial s^2 = 0$ を持ち, その点において温度勾配分布の絶対値 $|\partial T / \partial s|$ (黒色の粗い破線) はピークを持つ. また発熱速度分布 (黒色の細かい破線) は反応帯の前半あたりで急激に立ち上がり, ピークを形成した後, 徐々に小さくなって反応を終えることになる[33,34].

したがって本研究では, これまでに用いてきたような温度分布の勾配領域だけでなく, 今回, 新たに温度勾配分布のピーク, そして発熱速度分布のピークも加えた3つの物理量の形状から火炎の位置を決定し, 火炎と渦糸ソリトンの位置関係を詳しく調べることにする. つまり一定の幅を持つ勾配領域で火炎の位置を示そうとすると不明確さが生じたが, 今回, ピークの位置によって火炎の位置をより明確に示してみようということである. もし火炎と渦糸ソリトンの相互作用が確かに成り立っているのであれば, 火炎と渦糸ソリトンの相対的位置は常に一致したままペアになって伝播していくものと予想される. もしその予想が正しければ, 今回の結果も渦糸ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説の検証材料の一つとし, 渦に沿った高速火炎伝播メカニズムの理解をさらに進めたい.

なお発熱速度分布のピーク位置は, 純粋に燃焼反応 (発熱反応) が最も活発に起こっている位置であると言えるが, 温度分布や温度勾配分布に関しては, 伝導伝熱や対流伝熱などの様々な熱バランスで決定されるものであるため, 燃焼反応だけでは決まらない場合もありうる. しかし今回は比較的単純な場を扱うことから, 温度分布や温度勾配分布も火炎の位置を決めるための物理量として考えることは可能ではないかと思われる.

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[35,36].

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

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

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

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

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

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

ここで ρ は質量密度, \mathbf{v} は速度ベクトル, p は圧力, μ は粘度, T は温度, c_p は定圧比熱, λ 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 Patanker の SIMPLE 法[37]を用い, 各時間ステップにおいて SOR 法[38]による繰り返し計算を行う. 輸送係数には Smooke らの Simplified Transport Model [39]を適用し, 熱力学的物性値には CHEMKIN データベース[40]を利用する. また本研究における燃焼の化学反応では, ラジカル化学種は特に必要なく, 基本的には発熱による熱膨張効果など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, CH_4 , O_2 , CO_2 , H_2O , N_2 の5化学種からなるメタン-空気系の総括一段不可逆反応機構を用いる[41,42].

本研究で用いるシミュレーション・モデルを Fig.4 に示す. 計算領域は $L_x \times L_y \times L_z = 20 \times 20 \times 36 \text{ mm}^3$ の直方体とし, その中心に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 $\Gamma = 0.00, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ の計5ケース, 渦断面構造はバーガス渦[15]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 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-5} \text{ s}$ 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, 計算領域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. 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 $0 \text{ s} < t < 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ の間, 直線渦の中央付近に断熱火炎温度程度の高温を与えて点火を行う. さらに点火後の適当な時刻における温度分布, 発熱速度分布, そして渦線などの3次元可視化, また1本の渦線に沿った温度分布, 温度勾配分布, 発熱速度分布, そして渦線曲率分布などの1次元解析を行って, 点

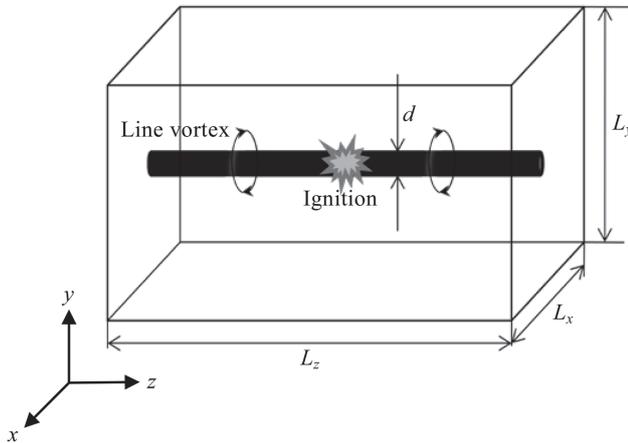


Fig.4 Numerical simulation model.

火後に形成されて伝播していく火炎と渦糸ソリトンの位置関係について調べる。

3. 結果および考察

3.1. 火炎伝播距離と火炎伝播速度の1次元解析

Fig.5は、直線渦の循環を変化させて、 $\Gamma = 0.00, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ の計5ケースを考えたときの火炎伝播距離の時間変化を示す。横軸は時間 t [s]、縦軸は点火位置から渦の中心軸に沿った方向への火炎伝播距離 L_f [m] を表している。なお火炎伝播距離と火炎伝播速度の解析を行う場合のみ、火炎伝播距離をできるだけ長く確保するために、Fig.4のシミュレーション・モデルの点火位置は直線渦の中央ではなく左端とし、その側面の境界条件は対称境界条件としている。

まず渦が存在しない $\Gamma = 0.00 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合のグラフを見ると、ほぼ時間に比例するような形で火炎伝播距離が徐々に増加している。また渦が存在する $\Gamma = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合のグラフを見ると、点火開始後、すぐに火炎伝播距離が増加していくわけではなく、火炎伝播の立ち上がりは渦が存在しない場合よりもむしろ遅い。この理由としては、例えば以下のように考えることができる。渦が存在しない場合、点火開始後、すぐに熱膨張して火炎が伝播し始めることが可能であるが、渦が存在する場合、渦中心では圧力が低下しているため、点火開始後、その圧力低下に逆らって熱膨張を起こして火炎が高速伝播し始めるまでには、少し時間がかかるのではないと思われる。しかし時間経過とともに、どの循環の場合も火炎伝播距離は加速度的に増加していき、渦が存在しない場合の火炎伝播距離を大きく上回っていくことがわかる。最終的に火炎伝播距離と時間の関係を示すグラフの傾き（火炎伝播速度）は、循環が最も小さい $\Gamma = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ のときに最小となっており、循環が最も大きい $\Gamma = 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ のときに最大となっている。

次に Fig.6 は、Fig.5 のグラフの傾きである火炎伝播速度

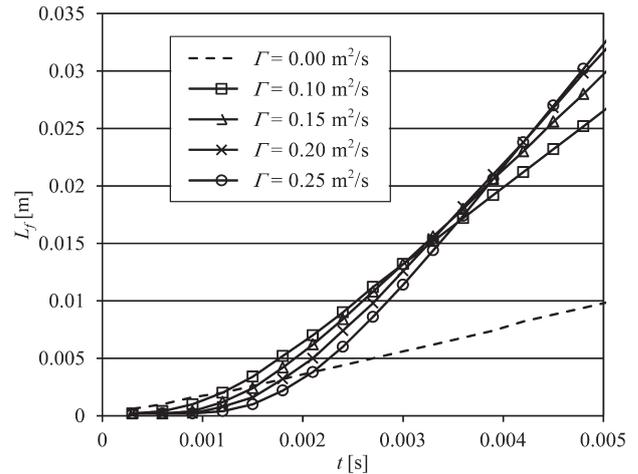


Fig.5 Temporal change in flame propagation distance.

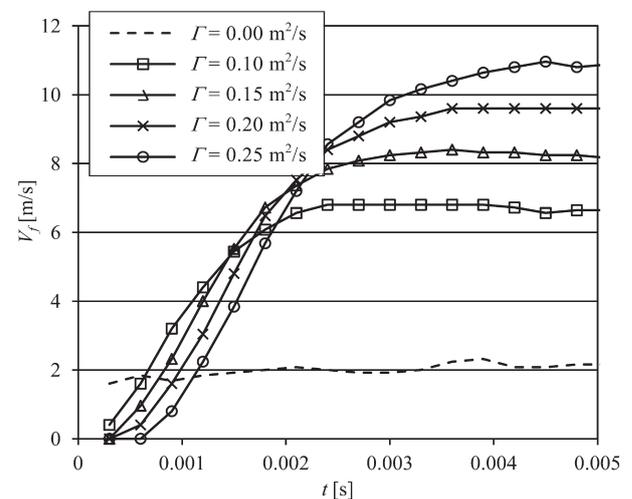


Fig.6 Temporal change in flame propagation speed.

の時間変化を示す。横軸は時間 t [s]、縦軸は火炎伝播速度 V_f [m/s] を表している。

渦が存在しない $\Gamma = 0.00 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合のグラフを見ると、火炎伝播速度は常に約 $V_f = 2.0 \text{ m/s}$ 程度になっており、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 $S_L = 0.4 \text{ m/s}$ 以下）よりも大きくなっている。その理由は、この火炎伝播速度には層流燃焼速度だけでなく、燃焼ガスの膨張速度なども含まれているためであると考えられる。次に渦が存在する $\Gamma = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合のグラフを見ると、どのグラフも点火直後から少しの間は火炎伝播速度がほとんど増加しないが、ある時刻あたりから急激に増加し始め、またある程度時間が経過すると徐々に増加が止まってほぼ定常値となる。グラフを見る限りでは、循環が大きいほど火炎伝播速度の立ち上がりは遅いが、その後、定常状態に達したときの火炎伝播速度は大きいという特徴がある。定常火炎伝播速度は、循環が最も小さい $\Gamma = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ のときに $V_f = 7.0 \text{ m/s}$ 程度、循環が最

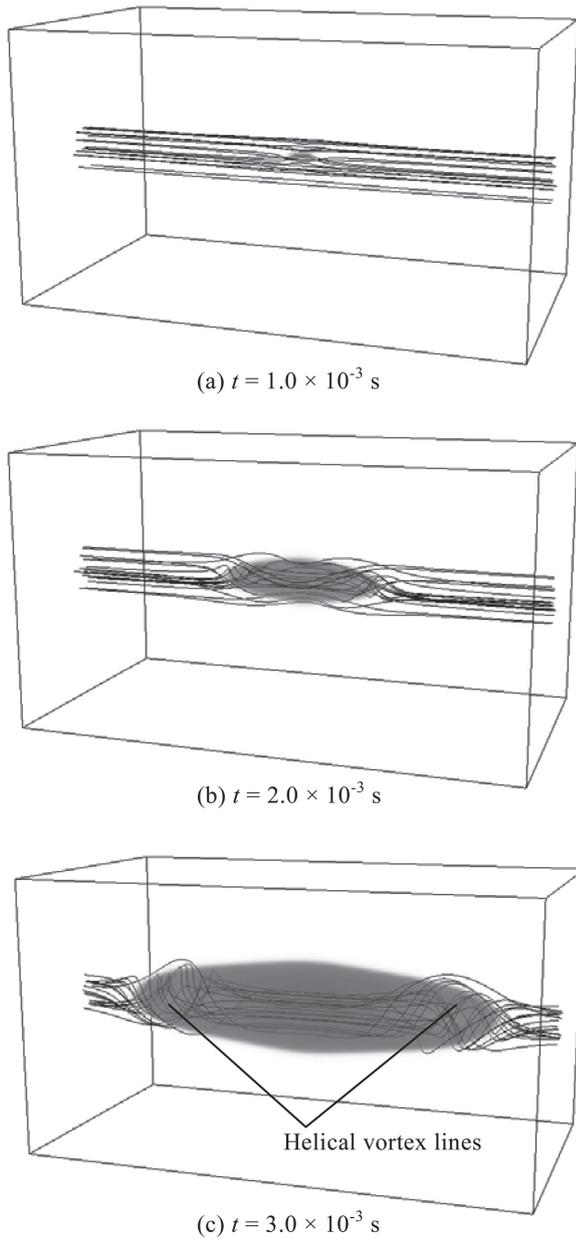


Fig.7 3-D visualization of temperature distribution and vortex lines.

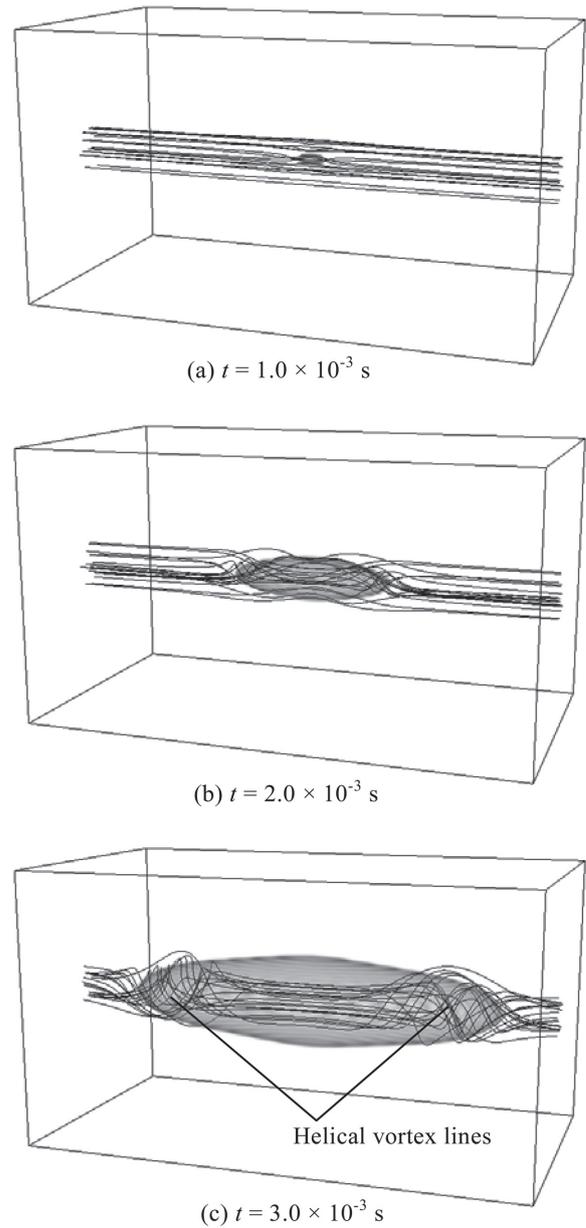


Fig.8 3-D visualization of heat release rate distribution and vortex lines.

も大きい $\Gamma = 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ のときに $V_f = 11.0 \text{ m/s}$ 程度となっており, 渦の循環が大きいほど定常火炎伝播速度も大きくなっている。

以上の Figs.5, 6 の結果から, 渦が存在しない場合と比べて, 渦が存在する場合の定常火炎伝播速度は 3.5-5.5 倍程度大きくなっており, 今回の数値シミュレーションにおいて確かに渦に沿った高速火炎伝播 (ボルテックス・パースティング) 現象が起こっていることが確認できる. なお今後の 3次元可視化や 1次元解析においては, 計 5 ケースの渦の循環のうち, どの循環の場合も定性的にはほぼ同様な結果を示すので, 代表的な循環 $\Gamma = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合の結果のみを示すことにする. Fig.6 を見ると, $\Gamma = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合は, 時刻 $t = 3.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ あたりまでにほぼ定常状態になり,

定常火炎伝播速度は $V_f = 8.0 \text{ m/s}$ 以上に達していることがわかる.

3.2. 温度, 発熱速度および渦線の 3次元可視化

Figs.7 (a)-(c) は, それぞれ $t = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}$, $t = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}$, $t = 3.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ の各時刻における温度分布と渦線の 3次元可視化結果である. 渦の循環は代表的な $\Gamma = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合である. また温度分布は 300-2300 K 程度の範囲を 3次元可視化している. 渦線は直線渦の中心付近を通る複数本の渦線を 3次元可視化している.

まず温度分布を見ると, 時間経過とともに高温の火炎が渦の中心軸に沿って伝播し, 横方向に長い楕円状, アメリカン・フットボール状の火炎を形成していることがわか

る。また火炎伝播があまり進んでいない $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s における渦線は、まだ直線に近い形状をしているが、火炎伝播が進んだ $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s や $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s における渦線は、火炎先端付近で大きくねじ曲げられ、ラセン状に変形している。このような結果は、我々のこれまでの研究[28-32]で得られている結果と一致しており、火炎先端付近に見られるラセン状の渦線は、ボルテックス・バースティングの渦糸駆動メカニズム (Fig.2) で重要な役割を担う渦糸ソリトンのような孤立波 (Fig.1) であると考えられる。ただし我々の過去の論文[28,29]では、1本の渦線だけを可視化していたが、今回、新たに複数本の渦線を可視化したことで、渦を構成する多数の渦線の束が火炎先端付近でねじ曲げられている様子がよくわかる。

次に Figs.8 (a)-(c) は、それぞれ $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s, $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s, $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s の各時刻における発熱速度分布と渦線の3次元可視化結果である。発熱速度分布は $0-5 \text{ GW/m}^3$ 程度の範囲を3次元可視化している。渦線は直線渦の中心付近を通る複数本の渦線を3次元可視化している。

発熱速度分布の時間変化を見ると、先ほどの温度分布と同じように、大きな発熱速度を伴った火炎が渦の中心軸に沿って伝播し、横方向に長い楕円状、アメリカン・フットボール状の火炎を形成していることが確認できる。渦線も先ほどと同じように、時間経過とともに火炎先端付近で大きくねじ曲げられ、ラセン状に変形している様子がわかる。ここで Fig.7 の温度分布と Fig.8 の発熱速度分布を比較してみると、外見上、ほとんど違いはないように見える。しかし温度分布における高温領域は燃焼反応後に高温になった領域全体に存在するため、楕円状、アメリカン・フットボール状の火炎の内側全体にほぼ一様に分布しているのに対して、発熱速度分布における高発熱速度領域は燃焼反応がまさに起こっている薄い火炎帯内部のみに存在するため、常温領域と高温領域の境界に沿って、あるいは高温領域の表面に沿ってのみ分布している。楕円状、アメリカン・フットボール状の火炎の内側には高発熱速度領域は存在せず、中空構造になっている。このような違いもあり、Fig.7 の温度分布の輪郭よりも、Fig.8 の発熱速度分布の輪郭の方がいくらか鮮明にとらえられているように見える。つまり先に予混合火炎構造の模式図 (Fig.3) を用いて議論した通り、ボルテックス・バースティングにおける火炎と渦糸ソリトンの位置関係を調べるためには、温度分布の勾配領域を示すよりも、温度勾配分布のピークや発熱速度分布のピークを示す方が火炎の位置をより明確に把握することができると期待される。

3.3. 温度、温度勾配、発熱速度および渦線曲率の1次元解析

ここで本研究の最も重要な目的であるボルテックス・バースティングにおける火炎と渦糸ソリトンの位置関係について詳しく調べていく。先にも述べたように、渦糸ソリトンの位置は、渦線曲率分布から決定する (Fig.1 (b)). ま

た火炎の位置は、今回、温度分布、温度勾配分布、そして発熱速度分布の3つの物理量によってそれぞれ決定する (Fig.3)。もしボルテックス・バースティングにおいて火炎と渦糸ソリトンの相互作用が確かに成り立っているのであれば、火炎と渦糸ソリトンの相対的位置は常に一致したままペアになって伝播していくはずである。

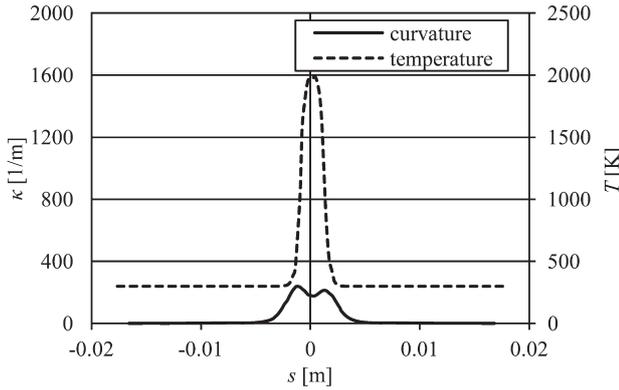
Fig.9 は、Figs.7, 8 の3次元可視化結果に示された複数本の渦線のうち1本の渦線に沿って、温度分布 (黒色の破線) と渦線曲率分布 (黒色の実線) を同時に1次元解析した結果である。その中の Figs.9 (a)-(c) は、それぞれ $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s, $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s, $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s の各時刻を表している。また Figs.9 (a)-(c) の各図において、横軸は1本の渦線に沿った距離 (弧長) s [m] を表し、その原点は渦線の中央 (点火位置) にとっている。右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渦線曲率 κ [1/m] を表している。

まず Fig.9 の温度分布を見ると、点火終了時刻の $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s では、横軸の中央付近から高温領域が現れ始めている。さらに時間が経過した $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s と $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s では、 $T = 300 \text{ K}$ 程度の常温領域と $T = 2200 \text{ K}$ 程度の高温領域をつなぐ温度勾配の大きい領域 (火炎帯) が中央付近から左右に伝播し、渦線に沿って火炎が伝播している様子がわかる。次に渦線曲率分布を見ると、 $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s と $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s では、温度勾配の大きい火炎帯とほぼ同じ位置に渦線曲率のピークが現れており、渦糸ソリトン (Fig.1 (b)) のような孤立波を形成していることがわかる。そして時間経過とともに、温度勾配の大きい火炎帯と渦線曲率の孤立波がペアになって渦線上を伝播しているように見える。また Fig.9 の1次元解析結果に見られる渦線曲率の孤立波は、Figs.7, 8 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。このような結果は、我々の過去の論文[28,29]とも一致している。

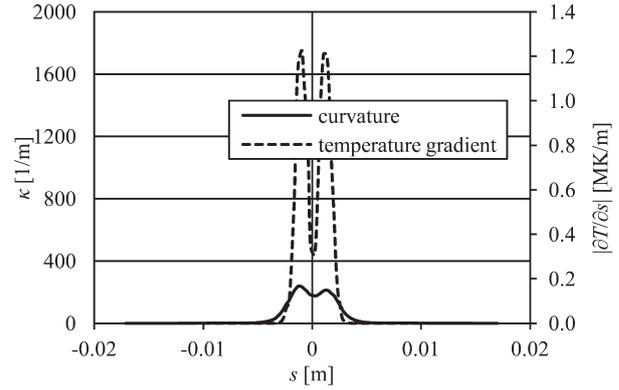
しかしながら温度分布の勾配領域を見るだけでは、火炎の正確な位置が把握しにくく、火炎と渦糸ソリトンの位置関係も明瞭ではないように思われる。そこで温度分布だけでなく、今回、新たに温度勾配分布と発熱速度分布も解析し、それらのピークを用いて火炎の位置を示してみる。

Fig.10 は、Fig.9 と同様な1本の渦線に沿った1次元解析結果であるが、Fig.10 の右側の縦軸と破線のグラフは温度勾配の絶対値 $|\partial T / \partial s|$ [MK/m] = $|\partial T / \partial s|$ [$\times 10^6 \text{ K/m}$] を表している。それ以外は Fig.9 と同様である。

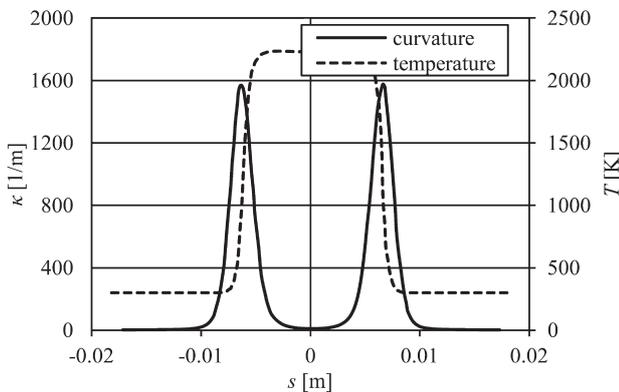
Fig.10 の温度勾配分布を見ると、どの時刻においてもピークが存在し、孤立波のような形状をしていることがわかる。また温度勾配のピークは、渦線曲率の孤立波である渦糸ソリトンとちょうど重なり合い、温度勾配のピーク (火炎) と渦線曲率のピーク (渦糸ソリトン) の位置が常に一致したままペアになって左右に伝播していく様子がとらえられている。ただし温度勾配分布は、時刻によっては左右対称性が若干崩れていたり、時間経過とともにピークの最大値が若干増減したりしている。これは、温度分布の空間微



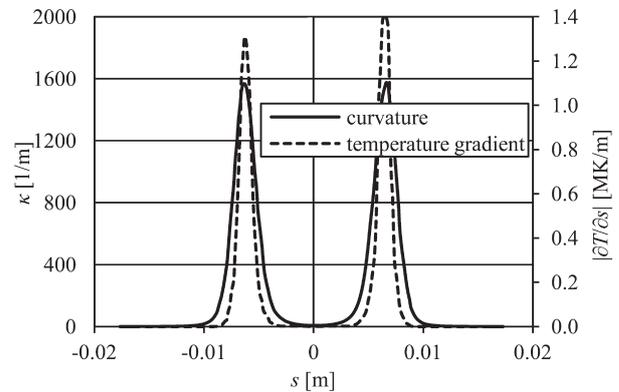
(a) $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s



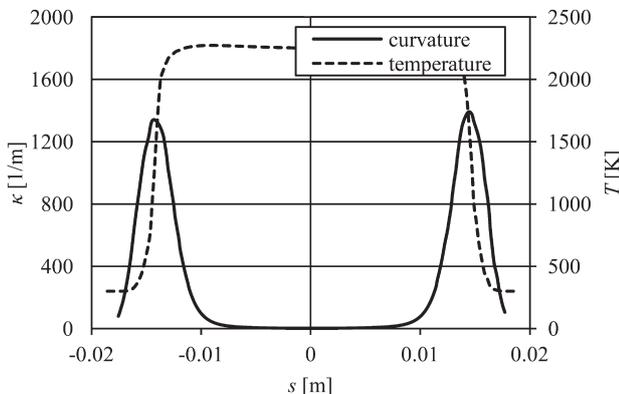
(a) $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s



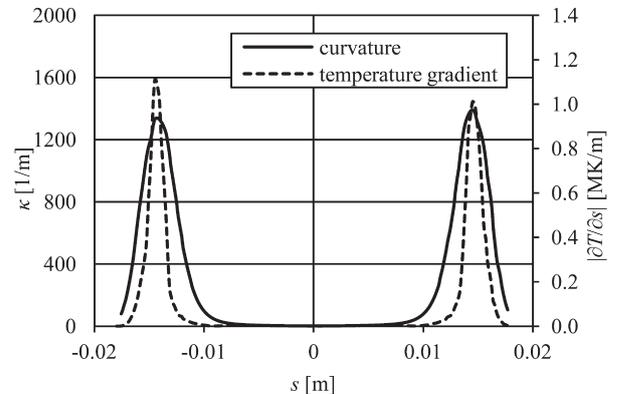
(b) $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s



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



(c) $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s



(c) $t = 3.0 \times 10^{-3}$ s

Fig.9 1-D analysis of curvature and temperature distributions along vortex line.

Fig.10 1-D analysis of curvature and temperature gradient distributions along vortex line.

分によって温度勾配分布を算出しているため、もとの温度分布のわずかな計算誤差などの変動が温度勾配分布に敏感に大きく現れてしまうためではないかと考えられる。

次に Fig.11 も、Fig.9 と同様な 1 本の渦線に沿った 1 次元解析結果であるが、Fig.11 の右側の縦軸と破線のグラフは発熱速度 q [GW/m³] = q [× 10⁹ W/m³] を表している。それ以外は Fig.9 と同様である。

Fig.11 の発熱速度分布を見ると、時間経過とともに $q = 3.5$ GW/m³ 程度の最大値を持つピークが形成され、大きさ

や形状をほとんど変えることなく安定に左右に伝播しているように見える。ある意味では、温度勾配や発熱速度のピーク (Fig.3) が形状を変えずに安定に伝播する現象である火炎自体も、一種のソリトン (孤立波) であると言ってもよいかもしれない。しかしここで重要な点は、発熱速度のピーク (火炎) と渦線曲率のピーク (渦糸ソリトン) がほぼ同じ位置に存在し、常にペアになって左右に伝播している点である。なお Fig.11 の $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s における発熱速度のピークは、Fig.10 の $t = 2.0 \times 10^{-3}$ s における温度勾配のピークよりも既

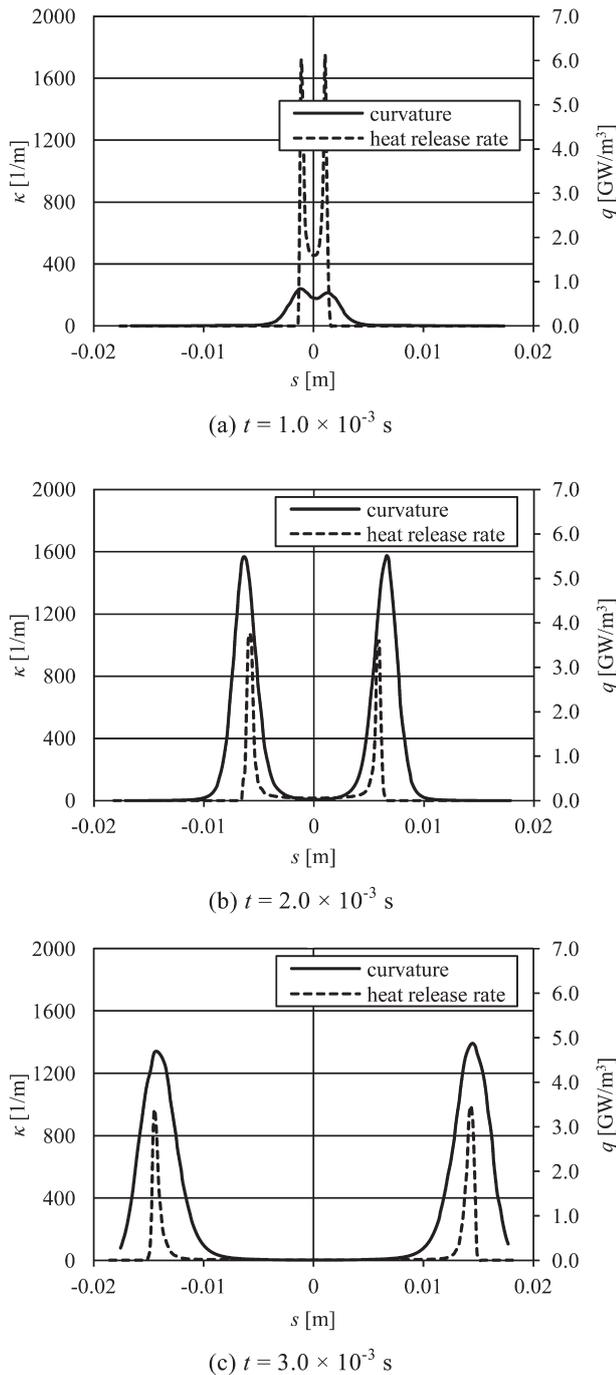


Fig.11 1-D analysis of curvature and heat release rate distributions along vortex line.

燃側・点火位置側に若干ずれているように見えるが、その物理的意味は、先に示した予混合火炎構造の模式図 (Fig.3) で説明した通りである。渦糸ソリトン (ラセン状の渦線) への影響という観点からは、燃焼反応による発熱そのものではなく、温度変化による密度変化・体積変化が直接的に重要であると考えられるため、渦線曲率のピーク位置は、発熱速度のピーク位置よりも、温度勾配のピーク位置とよい対応があるようにも思われる。また Fig.11 の $t = 1.0 \times 10^{-3}$ s における点火終了時刻では発熱速度のピークが大きく現れ

ているが、これは点火の際に強制的に与えた温度 (熱量) の影響を受けているものと考えられる。

以上の Figs.9, 10, 11 の結果から、火炎の位置を温度分布、温度勾配分布、そして発熱速度分布の 3 つの物理量で決定したそれぞれの場合において、ボルテックス・バースティングにおける火炎と渦糸ソリトンの位置はほぼ正確に一致しており、それらが常にペアになって伝播していくことが確認されたと言える。したがって今回の結果は、火炎と渦糸ソリトンの相互作用が確かに成り立っていること、つまり、ある位置での火炎の熱膨張 (火炎による膨張速度) が渦糸をねじ曲げて渦糸ソリトンを形成すると、形成された渦糸ソリトンは自身の誘起速度 (渦糸による回転速度) によって火炎を前方へ輸送し、さらに前方へ輸送された火炎は自身の熱膨張によって渦糸をさらにねじ曲げるというような形の相互作用が確かに成り立っていることを示す証拠の一つとなる。そして我々のこれまでの研究[28-32]に加えて、今回の結果も、渦糸ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説の妥当性を示す検証材料の一つとなるものと期待される。

4. 結言

本研究では、渦糸ソリトンによる高速火炎伝播のアイデア・仮説の検証を進めるために、火炎と渦糸ソリトンの相対的位置関係をより詳しく正確に調べることを目的として、数値シミュレーション・可視化・解析を行った。その結果、以下のような知見が得られた。

1) 火炎伝播距離と火炎伝播速度の 1 次元解析では、渦が存在しない場合と比べて、渦が存在する場合の定常火炎伝播速度は 3.5-5.5 倍程度大きくなり、渦の循環が大きくなるほど定常火炎伝播速度も大きくなることがわかった。例えば計 5 ケースの渦の循環のうち、最も小さい循環 $\Gamma = 0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合の定常火炎伝播速度は $V_f = 7.0 \text{ m/s}$ 程度、最も大きい循環 $\Gamma = 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合の定常火炎伝播速度は $V_f = 11.0 \text{ m/s}$ 程度に達した。したがって今回の数値シミュレーションにおいて確かに渦に沿った高速火炎伝播 (ボルテックス・バースティング) 現象が起きていることが確認された。

2) 温度、発熱速度および渦線の 3 次元可視化では、今回、新たに複数本の渦線を可視化したことで、渦を構成する多数の渦線の束が火炎先端付近でラセン状にねじ曲げられている様子が明瞭に示された。このラセン状の渦線は、我々のこれまでの研究[28-32]で得られた結果と同様に、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役割を担う渦糸ソリトンのような孤立波であると考えられた。

3) 温度、温度勾配、発熱速度および渦線曲率の 1 次元解析では、これまでに用いてきた温度分布の勾配領域だけでなく、今回、新たに温度勾配分布のピーク、そして発熱速度分布のピークも加えた 3 つの物理量の形状から火炎の位置を決定した。また渦線曲率分布のピークから渦糸ソリト

ソリの位置を決定した。これにより、我々のこれまでの研究[28,29]では若干不明瞭であった火炎と渦糸ソリトンの位置関係をより詳しく正確に調べることができるようになった。解析の結果、火炎の位置を3つの物理量で決定したそれぞれの場合において、ボルテックス・バースティングにおける火炎と渦糸ソリトンの位置はほぼ正確に一致しており、それらが常にペアになって高速伝播していく様子がとらえられた。

4) 以上の2) および3) の結果は、計5ケースの渦の循環のうち、代表的な循環 $\Gamma = 0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合の結果であるが、異なる循環の場合も定性的にはほぼ同様な結果を示した。したがって今回の結果は、ボルテックス・バースティングにおいて火炎と渦糸ソリトンの相互作用が確かに成り立っていることを示す証拠の一つとなりうる。そして我々のこれまでの研究[28-32]に加えて、今回の結果も、渦糸ソリトンによる高速火炎伝播という渦糸駆動メカニズムのアイデア・仮説の妥当性を示す検証材料の一つとなることが期待される。

謝辞

著者のうち佐藤の研究の一部は、日本学術振興会・特別研究員奨励費(課題番号 24・5802)の助成を受けて実施した。また篠田の研究の一部は、日本学術振興会・科研費・挑戦的萌芽研究(課題番号 25560177)の助成を受けて実施した。ここに記して謝意を表す。

References

- McCormack, P. D., Scheller, K., Mueller, G., Tisher, R., *Combust. Flame*, Vol.19 (1972) pp.297-303.
- Chomiak, J., *Proc. Combust. Inst.*, Vol.16 (1976) pp.1665-1673.
- Ishizuka, S., *Combust. Flame*, Vol.82 (1990) pp.176-190.
- Ishizuka, S., Murakami, T., Hamasaki, T., Koumura, K., Hasegawa, R., *Combust. Flame*, Vol.113 (1998) pp.542-553.
- Ishizuka, S., Koumura, K., Hasegawa, R., *Proc. Combust. Inst.*, Vol.28 (2000) pp.1949-1956.
- Ishizuka, S., *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol.28 (2002) pp.477-542.
- Asato, K., Wada, H., Hiruma, T., Takeuchi, Y., *Combust. Flame*, Vol.110 (1997) pp.418-428.
- Zhao, D. Q., Yamashita, H., *Trans. JSME (B)*, Vol.67, No.662 (2001) pp.2567-2573 (in Japanese).
- Nagai, H., Zhao, D. Q., Yamashita, H., *Trans. JSME (B)*, Vol.71, No.709 (2005) pp.2339-2344 (in Japanese).
- Kondou, S., Yamashita, H., Shinoda, M., Yamamoto, K., *Trans. JSME (B)*, Vol.74, No.747 (2008) pp.2387-2392 (in Japanese).
- Shinoda, M., Yano, K., Wang, J. P., Fujiwara, T., *Proc. 31st Symp. (Japanese) Combust.* (1993) pp.249-251 (in Japanese).
- Ashurst, W. T., *Combust. Sci. Tech.*, Vol.112 (1996) pp.175-185.
- Hasegawa, T., Nishikado, K., Chomiak, J., *Combust. Sci. Tech.*, Vol.108 (1995) pp.67-80.
- Hasegawa, T., Nishikado, K., *Proc. Combust. Inst.*, Vol.26 (1996) pp.291-297.
- Hasegawa, T., *Nensho Kenkyu (J. Combust. Soc. Japan)*, Vol.122 (2000) pp.49-57 (in Japanese).
- 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., *Combust. Theor. Model.*, Vol.6 (2002) pp.413-424.
- Hasegawa, T., Michikami, S., Nomura, T., Gotoh, D., Sato, T., *Combust. Flame*, Vol.129 (2002) pp.294-304.
- Umemura, A., Tomita, K., *Trans. JSME (B)*, Vol.65, No.637 (1999) pp.3169-3176 (in Japanese).
- Umemura, A., Tomita, K., *Trans. JSME (B)*, Vol.65, No.637 (1999) pp.3177-3184 (in Japanese).
- Umemura, A., Takamori, S., *Proc. Combust. Inst.*, Vol.28 (2000) pp.1941-1948.
- Umemura, A., *Nensho Kenkyu (J. Combust. Soc. Japan)*, Vol.122 (2000) pp.35-48 (in Japanese).
- Umemura, A., Tomita, K., *Combust. Flame*, Vol.125 (2001) pp.820-838.
- Takamori, S., Umemura, A., *Proc. Combust. Inst.*, Vol.29 (2002) pp.1729-1736.
- Hasimoto, H., *J. Fluid Mech.*, Vol.51 (1972) pp.477-485.
- Japan Society of Fluid Mechanics (Ed.), *Fluid Mechanics Handbook (2nd Ed.)*, Maruzen, Tokyo (1998) pp.176-178 (in Japanese).
- Tatsumi, T. (Ed.), *Science of Turbulence Phenomena - Its clarification and Control*, University of Tokyo Press, Tokyo (1986) pp.259-261 (in Japanese).
- Sato, Y., Shinoda, M., Yamashita, H., *J. Combust. Soc. Japan*, Vol.52, No.161 (2010) pp.224-232 (in Japanese).
- Oomori, S., Sato, Y., Shinoda, M., Yamashita, H., *J. Combust. Soc. Japan*, Vol.53, No.165 (2011) pp.172-182 (in Japanese).
- Sato, Y., Shinoda, M., Yamashita, H., *Proc. 48th Symp. (Japanese) Combust.* (2010) pp.142-143 (in Japanese).
- Sato, Y., Shinoda, M., Yamashita, H., *Proc. 49th Symp. (Japanese) Combust.* (2011) pp.150-151 (in Japanese).
- Sato, Y., Tanaka, K., Shinoda, M., Yamashita, H., *Proc. 50th Symp. (Japanese) Combust.* (2012) pp.170-171 (in Japanese).
- Mizutani, Y., *Combustion Engineering (3rd Ed.)*, Morikita Publishing, Tokyo (2002) pp.79-81 (in Japanese).
- Kobayashi, K., Araki, N., Makino, A., *Combustion Engineering - Fundamentals and applications*, Rikogakusha Publishing, Tokyo (1988) pp.49-54 (in Japanese).

35. Williams, F. A., *Combustion Theory (2nd Ed.)*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Menlo Park (1985) pp.1-18.
36. Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, New York (1986) pp.161-230.
37. Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.126-130.
38. Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.67-68.
39. Smooke, M. D., *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*, Springer-Verlag, Tokyo (1991) pp.1-28.
40. Kee, R. J., Rupley, F. M., Miller, J. A., *Sandia Report No. SAND 89-8009*, Sandia National Laboratories, Livermore (1989).
41. Coffee, T. P., Kotlar, A. J., Miller, M. S., *Combust. Flame*, Vol.54 (1983) pp.155-169.
42. Coffee, T. P., Kotlar, A. J., Miller, M. S., *Combust. Flame*, Vol.58 (1984) pp.59-67.