

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

渦輪に沿った高速火炎伝播のメカニズム

Mechanism of High-Speed Flame Propagation along a Vortex Ring

佐藤 裕也^{1*}・篠田 昌久¹・山下 博史²SATO, Yuya^{1*}, SHINODA, Masahisa¹, and YAMASHITA, Hiroshi²¹ 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, Japan² 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

2010年3月12日受付; 2010年4月23日受理/Received 12 March, 2010; Accepted 23 April, 2010

Abstract : The purpose of this study is to clarify the mechanism of high-speed flame propagation along a vortex ring (the vortex bursting) by 3-D numerical simulation. In the 3-D visualization of vortex line and temperature distributions in the calculation domain, the helical vortex line was seen near the flame top. Furthermore, in the 1-D geometrical analysis along the vortex line, the peaks of curvature and torsion (the solitary waves like the vortex filament solitons) were observed at the locations of large temperature gradient (the flame zones), and these solitary waves and flame zones propagated together along the vortex line. Thus, it was found that the vortex filament solitons might play an important role in the mechanism of high-speed flame propagation along a vortex, and the results of this study proved the validity of the original idea of vortex driving mechanism proposed by Shinoda et al. (1993).

Key Words : Flame propagation, Vortex ring, Helical vortex line, Vortex filament soliton, Numerical simulation

1. 緒言

渦に沿った高速火炎伝播 (ボルテックス・バースティング) 現象は、乱流燃焼場における大小さまざまな渦と火炎の相互作用や、スワール燃焼場におけるスワール流れと火炎の相互作用の基本的メカニズムとしての興味などから、これまでに非常に多くの研究者によって調べられてきた。その研究の歴史は、McCormack ら (1972) の実験[1]に始まる。彼らの実験では、静止したプロパン-空気予混合気における層流燃焼速度は 0.40 m/s 程度であるのに対して、同様な予混合気の渦輪に点火したときの火炎伝播速度は、渦に沿って最大 15 m/s にも達することが観察された。そして Chomiak (1976) の理論[2]では、渦に沿った高速火炎伝播のメカニズムとして、圧力駆動メカニズムが初めて提案された。圧力駆動メカニズムとは、簡単に言えば、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。乱流燃焼場における大きな乱流燃焼速度も、このような渦に沿った高速火炎伝播によってもたらされるのではないかと考え

られた。Chomiak による圧力駆動メカニズムの提案の後も、石塚ら[3-6]、安里ら[7]、山下ら[8-10]などによって、圧力に着目したメカニズムが支持され、実験や理論などによる検証・修正・発展が行われてきた。

一方で、圧力駆動メカニズムとは異なるメカニズムも提案されている。その一つが、「渦に沿った高速火炎伝播は渦糸ソリトンが支配しているのではないか」という篠田ら (1993) のオリジナル・アイデア[11]に始まる渦糸駆動メカニズムである。渦糸駆動メカニズムとは、簡単に言えば、火炎の熱膨張などの効果が渦糸をねじ曲げ、ラセン状の渦糸の孤立波 (渦糸ソリトン) を形成すると同時に、その渦糸ソリトンの誘起する流れ (誘起速度, 誘導速度) が火炎を前方へ駆動するというものである。その概念図を Fig.1 に示す。つまり渦糸ソリトンと火炎が相互作用しながら高速伝播するイメージである。篠田らによる渦糸駆動メカニズムの提案の後も、長谷川ら[12-14]、梅村ら[15-18]などによる数値シミュレーションや理論などによって、渦糸あるいは渦度に着目したメカニズムの検証・修正・発展が行われてきた。

ここで過去の渦糸駆動メカニズムの提案について、より

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

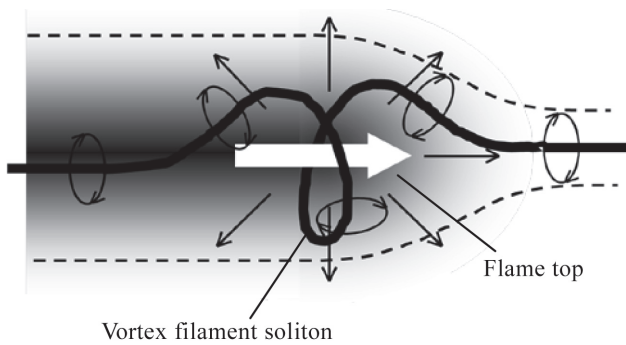


Fig.1 Vortex driving mechanism of high-speed flame propagation along a vortex.

詳細に記述しておきたい。もともと篠田ら (1993) のアイデア[11]では, 渦を 1 本の渦糸で近似し, 渦の中心軸に対して非軸対称なラセン状の孤立波 (渦糸ソリトン) をイメージしていた。後にそれを修正・発展させた梅村ら (1999-2001) の理論[15-18]では, 渦を多数の渦糸の束で近似し, その束の中の 1 本 1 本の渦糸はラセン状になっているが, 多数のラセン状の渦糸全体を束ねて見れば, 渦の中心軸に対して軸対称性が保たれているというイメージである。またその理論では, 渦糸ソリトンという用語は使われず, 周方向の渦度の波というような表現が使われている。しかしラセン状の渦糸の誘起速度が高速火炎伝播を引き起こすという渦糸駆動メカニズムの本質的な部分については, 篠田らのアイデアも, 梅村らの理論も, 同様である。

また渦糸駆動メカニズムにおいて重要な役割を担うラセン状の渦糸の検証についても, 少し述べておきたい。篠田ら (1993) による渦糸駆動メカニズムの提案の後, 直線渦に沿った高速火炎伝播の軸対称 2 次元数値シミュレーションにおいて, 最初にラセン状の渦線の 3 次元可視化に成功したのは, 高森ら (1999, 2006) であると思われる[19,20]。ただしそのラセン状の渦線と渦糸ソリトンとの関係については, いまだ明らかになっていない。

そこで本研究では, 我々自身による先行研究[21-23]に続いて, 渦輪に沿った高速火炎伝播の 3 次元数値シミュレーションを行う。その結果を用いて, 温度分布と渦線分布の 3 次元可視化を行い, 火炎先端付近にラセン状の渦線が見られるかどうかを調べる。もしラセン状の渦線が確認できたならば, 次に, 渦線に沿った微分幾何学量の 1 次元解析などを行い, そのラセン状の渦線が渦糸ソリトンと見なすことができるかどうかを検討する。もし渦糸ソリトンと見なすことができるならば, 渦糸駆動メカニズムの妥当性, そして「渦に沿った高速火炎伝播は渦糸ソリトンが支配しているのではないか」という篠田ら (1993) のオリジナル・アイデア[11]の妥当性を示す一つの証拠が得られることになる。そのようなメカニズムのアイデアの有効性を示すことが本研究の目的である。そして本研究を通して, いまだ十分には理解されていない渦に沿った高速火炎伝播のメカ

ニズム解明を進めたい。そのメカニズムが解明され, それを制御できるようになれば, 将来, ピストン・エンジンやガスタービン・エンジン (ジェット・エンジン) などに見られる乱流燃焼場やスワール燃焼場などの理解や制御にも役立つ可能性がある。

2. 渦糸ソリトン

渦糸ソリトンの存在は, Hasimoto (1972) によって理論的に予測されている[24-26]。今, 渦糸に沿った距離 (弧長) を s , 時間を t とすると, 渦糸の局所的な微分幾何学量で, まがり具合を表す曲率 $\kappa(s, t)$ とねじれ具合を表す捩率 $\tau(s, t)$ を使って定義した波動関数:

$$\psi = \kappa \exp(i \int \tau ds) \quad (1)$$

の発展は, 1 次元非線形シュレーディンガー方程式:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} + \frac{1}{2} (|\psi|^2 + A) \psi = 0 \quad (2)$$

に従う。この方程式は, 波の時間変化を表す非定常項 (左辺第 1 項), 波が分散して広がる効果を表す分散項 (左辺第 2 項), 波が突っ立つ効果を表す非線形項 (左辺第 3 項) などからなり, 分散項と非線形項が釣り合うと, 形を変えずに安定に伝播する孤立波解 (ソリトン解) を持つ。このソリトンは, 渦糸ソリトンやハシモト・ソリトンと呼ばれ, 渦糸に沿った 1 次元空間においては, Fig.2 (a) のような渦糸の曲率 $\kappa(s, t)$ を振幅に持つ孤立波として観察され, 実際の 3 次元空間においては, Fig.2 (b) のようなラセン状の渦糸の孤立波として観察される。渦糸ソリトンの諸特性は, 1 次元非線形シュレーディンガー方程式を解いて求めることができるため, もし渦糸ソリトンと火炎が相互作用しながら高速伝播する渦糸駆動メカニズムが有効であれば, 渦糸ソリトンを予測・制御することで, 渦に沿った高速火炎伝播を予測・制御することができる可能性もある[11]。

これまで渦糸ソリトン, 非常に特殊な条件下でしか形成されないものと考えられ, 竜巻や Hopfinger ら (1982) の実験[27]のような特別な例を除いて, 自然界や実験室では見出されにくいと思われてきた。したがって実際の場合における渦糸ソリトンの研究は, その後, 大きな進展は見られず, 渦糸ソリトンがどのような場に現れ, どのような役割を担うのかなどは, ほとんど未知のままであった。しかし近年, 例えば, 篠田ら (1993, 1996) によるボルテックス・リコネクション (渦のつなぎかえ, 渦の再結合) の研究[28,29]において, ビオ・サバルの法則に基づく渦糸の相互作用の簡単な 3 次元数値シミュレーションが行われた際, 渦糸ソリトンのようなラセン状の渦糸の孤立波がとらえられ, その孤立波がリコネクションのメカニズムにおいて重要な役割を担うことが示された。さらに流体力学の渦度場と電磁力学の磁束密度場 (磁場) などを対応づけるアナ

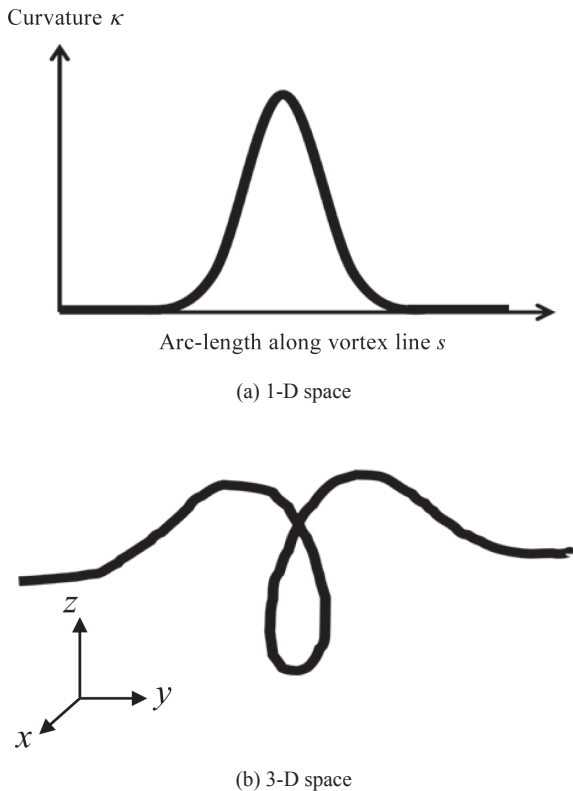


Fig.2 Vortex filament soliton in 1-D and 3-D spaces

ロジ理論[30]を考えれば、ボルテックス・リコネクションのメカニズムは、マグネティック・リコネクション(磁力線のつなぎかえ、磁力線の再結合)のメカニズムにも適用可能ではないかと思われる。今後、ボルテックス・リコネクションを含む渦の相互作用の場合、ボルテックス・パースティングを含む渦と火炎の相互作用の場合、マグネティック・リコネクションを含む磁力線の相互作用の場合などのさまざまな実際の場において、渦糸ソリトンが発見され、その役割が明らかになれば、流体・燃焼・プラズマ分野などの研究進展のための新たな突破口となる可能性がある。

ここで渦糸ソリトンの理論の対象は渦糸であるのに対して、本研究の数値シミュレーションで可視化する対象は渦線であることを注意しておきたい。もともと渦糸は断面積が非常に小さくて強い強さを持つ渦という物理的概念であり、渦線は各点で渦度ベクトルを接線に持つような断面積ゼロの強さを持たない曲線という数学的概念であるため、両者は厳密には区別して使われるべきであろう。しかし強さなどを議論しないで、微分幾何学的な性質だけを議論するような場合、両者は類似しており、ここでは渦糸(特に渦糸ソリトンという用語に現れる渦糸)と渦線を特に区別しないで使うことにする。

3. 数値シミュレーション

本研究の数値シミュレーションでは、3次元直交座標空間 (x, y, z) において、以下に示す質量保存方程式、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、そして状態方程式からなる支配方程式[31,32]を連立させて解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} T) = \frac{1}{c_p} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \frac{1}{c_p} \sum_{i=1}^N h_i w_i \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y_i) = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla Y_i) + w_i \quad (6)$$

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i} \quad (7)$$

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、 R は気体定数、 m_i は化学種 i の分子量、 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を用い、圧力と速度のカップリングには Patanker の SIMPLE 法[33]を用いる。また各時間ステップにおいて SOR 法[34]による繰り返し計算を行う。輸送係数には Smooke らの Simplified Transport Model [35] を適用し、熱力学的物性値には CHEMKIN データベース[36]を利用する。化学反応機構には簡単なものとして、 CH_4 、 O_2 、 CO_2 、 H_2O 、 N_2 の5化学種からなる Coffee らのメタン-空気系の総括一段不可逆反応機構[37,38]を用いる。

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 $24.0 \times 24.0 \times 24.0 \text{ mm}^3$ の立方体とし、渦輪直径は $D = 50.0/\pi \text{ mm}$ 、渦核直径は $d = 2.0 \text{ mm}$ 、循環は $\Gamma = 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ 、渦レイノルズ数は $Re = \Gamma/\nu = 1.4 \times 10^4$ 、渦断面構造はバーガス渦[14]とする。実際の渦輪の断面構造がバーガス渦で近似できることは、実験的にも確かめられている。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、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、その中に渦輪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のすべての境界面で自由境界条件とする。そして時刻 $0 \text{ s} < t < 1 \times 10^{-3} \text{ s}$ の間だけ、Fig.3 に示すような渦輪上の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し、その後の温度分布や渦線分布などの時間変化を可視化・解析する。

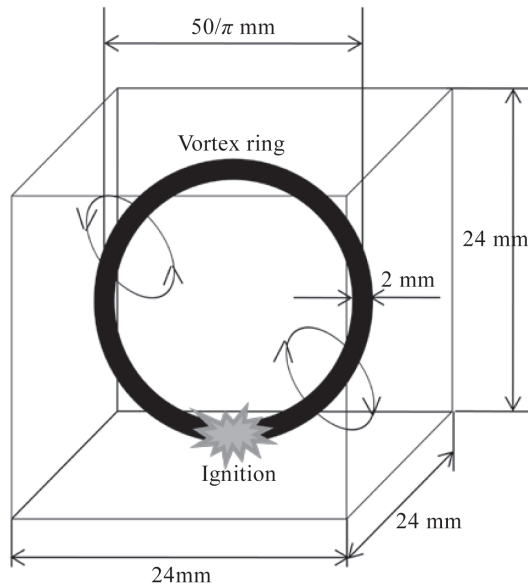


Fig. 3 Simulation model

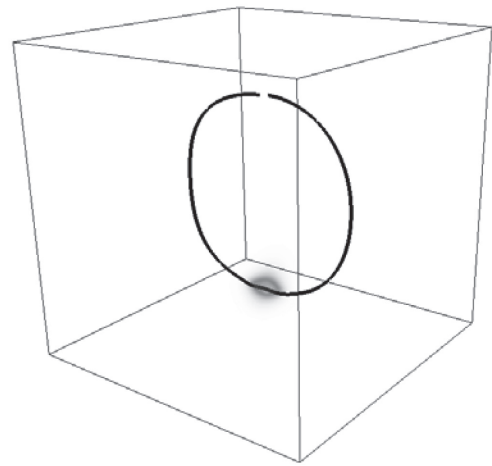
4. 結果と考察

4.1. 温度と渦線の 3 次元可視化

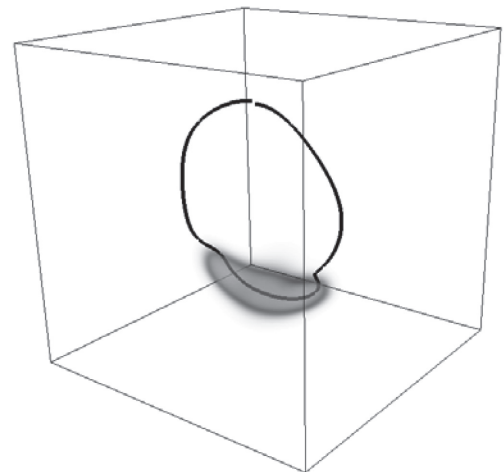
Figs.4 (a)-(c) は, $t = 1 \times 10^{-3}$ s, 2×10^{-3} s, 3×10^{-3} s の各時刻において, 計算領域中の温度分布 (灰色の体積) と渦線分布 (黒色の曲線) を同時に 3 次元可視化した結果である. ここに見られる温度分布は 1500-2000 K 程度の等値面に相当している. また渦線は点火位置を始点として右側と左側へそれぞれ延ばしていく方法で可視化しているが, わずかな計算誤差による左右非対称性などにより, 左右の渦線の終点が完全には合致しないこともある. そのような場合には, 渦線の上部が少しだけ切れているように見える.

これらの Figs.4 (a)-(c) を見ると, 時間経過とともに, 高温の既燃ガス部分が渦輪に沿って広がり, 火炎が渦輪に沿って伝播していく様子がわかる. 火炎伝播速度は 5.0 m/s 程度以上とみられる. このことから, 本研究の数値シミュレーションの可視化結果は, 過去他研究者による実験の可視化結果[1,3-7]をよく再現していると言える. しかし実験の可視化結果では, 火炎表面に微細構造が見られたのに対して, 数値シミュレーションの可視化結果では, そのような微細構造は見られず, 火炎表面は滑らかに見える. この理由としては, 本研究で扱った渦輪のサイズが若干小さいため, レイノルズ数も小さいことや, 数値シミュレーションの空間格子幅が若干大きいため, 空間分解能の最小サイズも大きいことなどが考えられる. 可能であれば, 今後, さらに大きい渦輪, さらに小さい空間格子幅での大規模な数値シミュレーションも試みたいと考えている.

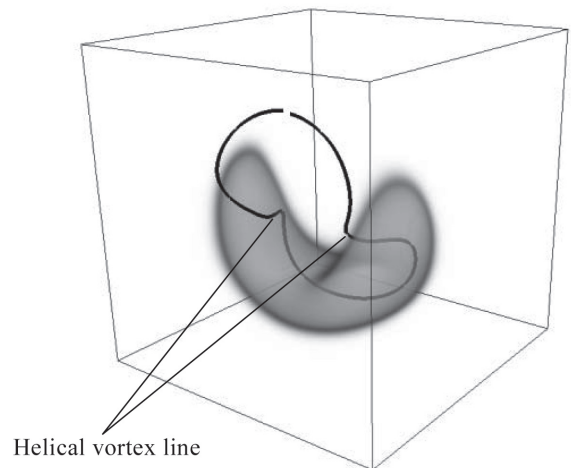
また Figs.4 (a)-(c) を見ると, 火炎伝播があまり進んでいない $t = 1 \times 10^{-3}$ s における渦線は, 渦輪に沿ってきれいな円弧を描いているが, 火炎伝播が進んだ $t = 3 \times 10^{-3}$ s における渦線は, 火炎先端付近で大きくねじ曲げられ, ラセン状に



(a) $t = 1 \times 10^{-3}$ s



(b) $t = 2 \times 10^{-3}$ s



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

Fig. 4 3-D visualization of temperature and vortex line distributions in calculation domain.

変形していることがわかる。この火炎先端付近に見られるラセン状の渦線は、渦糸ソリトンと関係があるのではないかと思われるが、これらの図だけでは、まだ明確にはわからない。したがって次に、Figs.4 (a)-(c) の中に示された1本の渦線に沿って、渦線の微分幾何学量である曲率と振率の1次元解析を試みる。もし渦に沿った高速火炎伝播の渦糸駆動メカニズムが有効であれば、火炎の熱膨張などの効果が渦線をねじ曲げて、ラセン状の渦線の孤立波(渦糸ソリトン)を形成するはずである。そのため Figs.2 (a)-(b) に示した渦糸ソリトンの概形より、3次元可視化でラセン状の渦線が観察されたならば、その渦線に沿った1次元解析では曲率などを振幅を持つ孤立波が現れるのではないかと予想される。ここで曲率は正の値を持つが、振率は正と負の値を持ち、その振率の正と負は右ネジと左ネジの関係のような渦線のねじれ方向を表すことになる。

4.2. 渦線に沿った温度と曲率の1次元解析

Figs.5 (a)-(c) は、Figs.4 (a)-(c) の中に示された1本の渦線に沿って、温度分布と渦線の曲率分布を同時に1次元解析した結果である。各図の横軸は渦線に沿った距離(弧長) s であり、その中央の原点は点火位置にとっている。また右側の縦軸と破線のグラフは温度 $T(s, t)$ 、左側の縦軸と実線のグラフは曲率 $\kappa(s, t)$ を示している。

まず破線の温度分布を見ると、未燃ガス部分は $T = 300$ K 程度の室温、既燃ガス部分は $T = 2200$ K 程度の高温になっており、点火直後の $t = 1 \times 10^{-3}$ s では、横軸中央の点火位置付近にだけ、高温の既燃ガス部分が見られる。さらに $t = 2 \times 10^{-3}$ s, 3×10^{-3} s のように時間が経過すると、高温の既燃ガス部分が点火位置付近から渦線に沿って広がっていき、室温の未燃ガス部分と高温の既燃ガス部分をつなぐ温度勾配の大きい領域(火炎帯)が、中央から右側と左側にそれぞれ伝播していく様子が見られる。

一方、実線の曲率分布を見ると、本研究の渦輪のサイズを考えれば、初期時刻 $t = 0$ s の渦輪の曲率(曲率半径の逆数)は、一様に $\kappa = 1/(D/2) = 126 \text{ m}^{-1}$ 程度の一定値になっているはずである。しかし初期時刻から少し経過した $t = 1 \times 10^{-3}$ s の Fig.5 (a) では、左右に2波長ずつ、計4波長分の小振幅の緩やかな曲率の波が見られる。これは計算領域の断面が四角形であるのに対して、渦輪は円形であるため、計算領域の4つの角の影響で渦輪が若干変形してしまったためと考えられる。この計算上の問題は、渦輪のサイズに対して計算領域のサイズを十分大きくとれば避けられるものと思われる。また $t = 3 \times 10^{-3}$ s の Fig.5 (c) では、温度分布と曲率分布の左右対称性が若干失われている。この原因としては、数値シミュレーション結果を用いて3次元可視化を行い、その3次元可視化結果を用いて、1次元解析を行うという幾つもの可視化・解析プロセスを経る間に、最初のわずかな計算誤差が最終的には大きくなってしまったことなどが考えられる。

しかしながら Figs.5 (a)-(c) で最も注目すべきことは、 $t =$

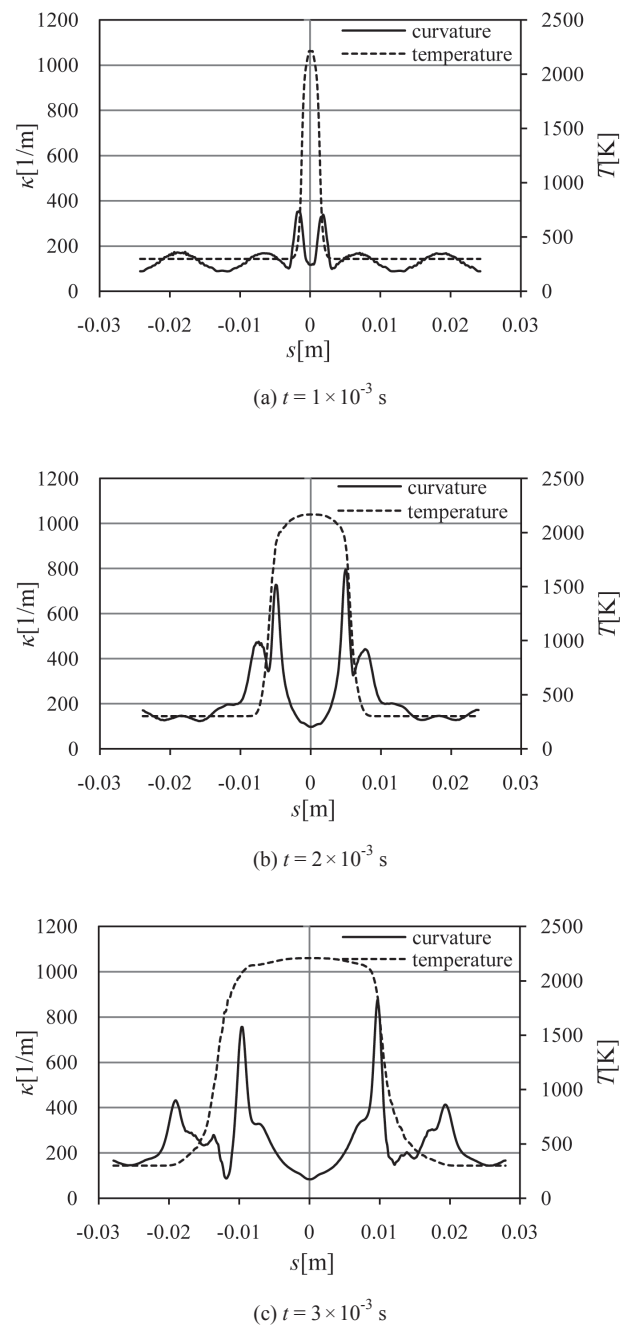


Fig.5 1-D analysis of temperature and curvature distributions along vortex line.

1×10^{-3} s, 2×10^{-3} s, 3×10^{-3} s のどの時刻においても、温度勾配の大きい火炎帯とほぼ同じ位置で、渦線の曲率がピークを持ち、渦糸ソリトンのような孤立波形状になっていることである。例えば $t = 1 \times 10^{-3}$ s の時刻では、先ほどの計算領域の4つの角の影響で形成されたと思われる4つの小振幅の緩やかな波とは全く別、温度勾配の大きい火炎帯付近に2つの大振幅の鋭い孤立波が成長し始めている。また $t = 2 \times 10^{-3}$ s, 3×10^{-3} s あたりの時刻では、それらの孤立波は最大ピーク値をほとんど変えることなく、また形もほとんど変えることなく安定に伝播しているように見える。ただ

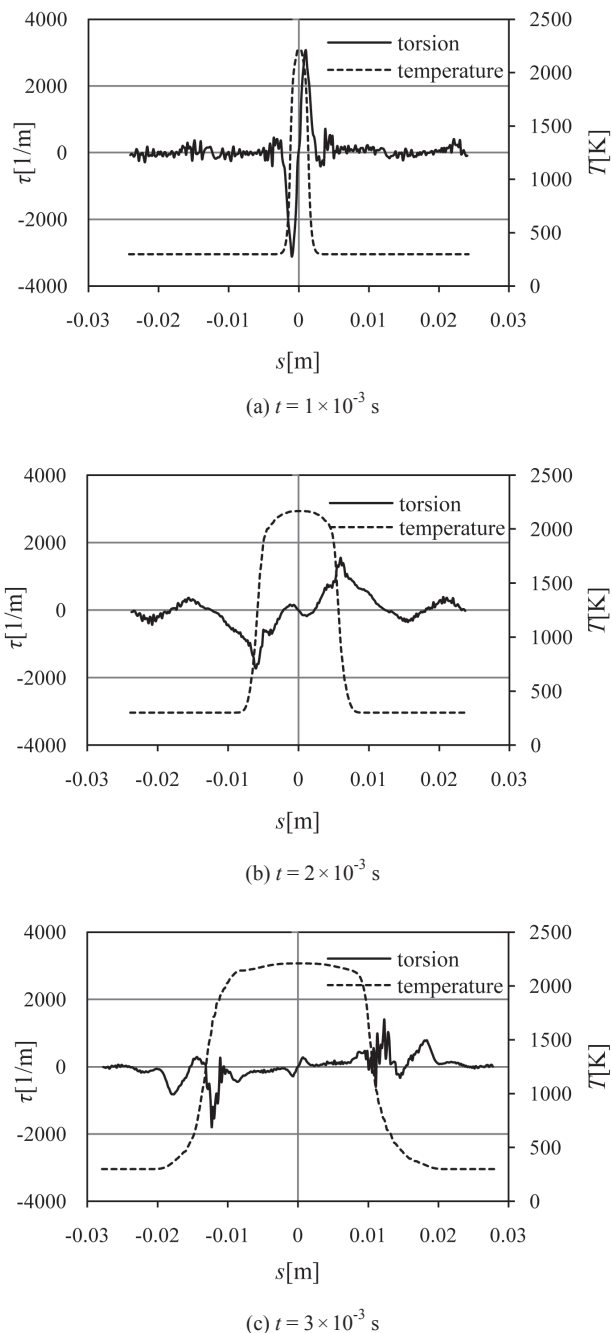


Fig.6 1-D analysis of temperature and torsion distributions along vortex line.

し $t = 3 \times 10^{-3}$ s の Fig.5 (c) における点火位置 (原点) の左側では, 孤立波のピークと火炎帯の位置が若干ずれているように見えるが, これは先ほど述べたような計算誤差の累積などによる 1 次元解析結果の左右非対称性に起因するものではないかと考えられる. そしてもう一つ注目すべきことは, Figs.5 (a)-(c) の 1 次元解析結果に見られる渦線の曲率の孤立波は, ちょうど Figs.4 (a)-(c) 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ということである. 以上の事実より, Figs.4 (a)-(c) の火炎先端付近に見られたラセン状の渦線は, 渦線の曲率の孤立波である渦糸ソリトン

と見なしでもよいように思われる.

また Figs.5 (a)-(c) では, 時間経過とともに, 渦線の曲率の孤立波と温度勾配の大きい火炎帯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ている. このように渦糸ソリトンと火炎がペアをなす理由は, 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 (渦糸ソリトン) を形成すると同時に, その渦糸ソリトンの誘起する流れが, 火炎を前方へ駆動するという相互の関係により, 渦糸ソリトンと火炎の間に相互作用が成り立っているからではないかと考えられる. 今後, 渦線に沿った温度と曲率の 1 次元解析の代わりに, 渦線に沿った発熱速度と曲率の 1 次元解析を行えば, 発熱速度分布も曲率分布も孤立波形状になることが予想されるため, 渦糸ソリトンと火炎がペアになって高速伝播するイメージをよりわかりやすく示すことができるのではないかと思われる.

ただし渦糸ソリトンと火炎の相互作用のように, 時間的に非定常で, 空間的に 3 次元の, 化学・熱力学・流体力学的現象の可視化・解析は, 実験や理論で詳細に扱うことは困難であるため, 数値シミュレーションによって初めて可能になったものであると言える. また緒言でも述べたように, 篠田ら (1993) による渦糸駆動メカニズムの提案の後, 数値シミュレーションによって, 最初にラセン状の渦線の 3 次元可視化に成功したのは, 高森ら (1999, 2006) であると思われる [19,20]. したがって本研究の数値シミュレーションの最も強調すべき成果は, 渦線に沿った温度と曲率の 1 次元解析により, 渦糸ソリトンと見なすことができる渦線の曲率の孤立波と火炎帯がペアになって相互作用しながら伝播していく様子を明瞭にとらえた点である. このような解析結果は, 世界的に見ても前例のないものであると同時に, 現在から 15 年以上も前に篠田ら (1993) によって提案された渦糸駆動メカニズムの妥当性, そして「渦に沿った高速火炎伝播は渦糸ソリトンが支配しているのではないか」というオリジナル・アイデア [11] の妥当性を示す一つの証拠となる.

4.3. 渦線に沿った温度と振率の 1 次元解析

Figs.6 (a)-(c) は, Figs.5 (a)-(c) と同様に, Figs.4 (a)-(c) の中に示された 1 本の渦線に沿って, 温度分布と渦線の振率分布を同時に 1 次元解析した結果である. 各図の横軸は渦線に沿った距離 (弧長) s であり, その中央の原点は点火位置にとっている. また右側の縦軸と破線のグラフは温度 $T(s, t)$, 左側の縦軸と実線のグラフは振率 $\tau(s, t)$ を示している.

これら Figs.6 (a)-(c) のうち, 特に $t = 1 \times 10^{-3}$ s の Fig.6 (a) の振率分布では非常に細かい振動が見られ, 先ほどの Figs.5 (a)-(c) の曲率分布と比べると, 最終的な計算誤差が若干大きくなっているようにも見える. しかし $t = 1 \times 10^{-3}$ s, 2×10^{-3} s, 3×10^{-3} s のどの時刻においても, 温度勾配の大きい火炎帯とほぼ同じ位置で, 渦線の振率がピークを持っていることは明らかであり, 時間経過とともに, 渦線の振率

のピークと温度勾配の大きい火炎帯がペアになって渦線上传播していく様子がとらえられている。特に $t=2 \times 10^{-3}$ s, 3×10^{-3} s あたりの時刻において、振率のピークは最大・最小ピーク値をほとんど変えることなく、また概形もほとんど変えることなく安定に伝播しているように見える。そしてこれら Figs.6 (a)-(c) の 1次元解析結果に見られる渦線の振率のピークは、ちょうど Figs.4 (a)-(c) 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おり、同時に Figs.5 (a)-(c) の 1次元解析結果に見られた渦線の曲率の孤立波にも対応している。つまり渦糸ソリトンと見なすことができるラセン状の渦線は、曲率と振率の両方を持つ孤立波であることがわかる。

もともと Hasimoto (1972) によって理論的に予測された渦糸ソリトン[24-26]は、一定の振率の下での曲率の孤立波であったが、本研究の数値シミュレーションでとらえられた渦糸ソリトンには、曲率と振率の両方のピークを持つ孤立波であり、過去の篠田ら (1993, 1996) によるボルテックス・リコネクション (渦のつながりかえ、渦の再結合) の簡単な数値シミュレーション[28,29]でとらえられたものと同様なタイプの渦糸ソリトンであるように見える。

また Figs.6 (a)-(c) のどの時刻においても、原点から右側の振率のピークは正の値、左側の振率のピークは負の値を示しており、右と左で、正と負が逆転している。このことから、点火位置 (原点) 付近で渦線がねじ曲げられて発生した振率のピークは、点火位置から右側と左側へ、右ネジと左ネジのような逆方向のねじれを持って伝播していくことがわかる。

4.4. 渦線とヘリシティ密度の 3次元可視化

最後に、計算領域中の渦線分布とヘリシティ密度分布の 3次元可視化も試みる。ヘリシティとは、渦線のからみ具合などを表す積分量であり、

$$H = \int \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\omega} dV \quad (8)$$

で表される[39,40]。またヘリシティ密度とは、式 (8) の体積積分内部に見られる速度ベクトルと渦度ベクトルの内積 $\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\omega}$ である。有限の太さの渦に対するヘリシティは、渦線のからみ具合の他に、渦線のねじれ具合からの寄与もある[40]。したがって渦に沿った高速火炎伝播の渦糸駆動メカニズムにおいて、もし火炎の熱膨張などの効果によって渦線がねじ曲げられるならば、その付近のヘリシティ密度分布にも何らかの変化が現れるのではないかと予想される。ここで先に述べた振率と同様に、ヘリシティ密度も正と負の値を持ち、そのヘリシティ密度の正と負は右ネジと左ネジの関係のような渦線のねじれ方向を表す。

Figs.7 (a)-(c) は、 $t=1 \times 10^{-3}$ s, 2×10^{-3} s, 3×10^{-3} s の各時刻において、計算領域中の渦線分布 (黒色の曲線) とヘリシティ密度分布 (灰色と黒色の体積) を同時に 3次元可視化した結果である。灰色の体積は正のヘリシティ密度、黒色の

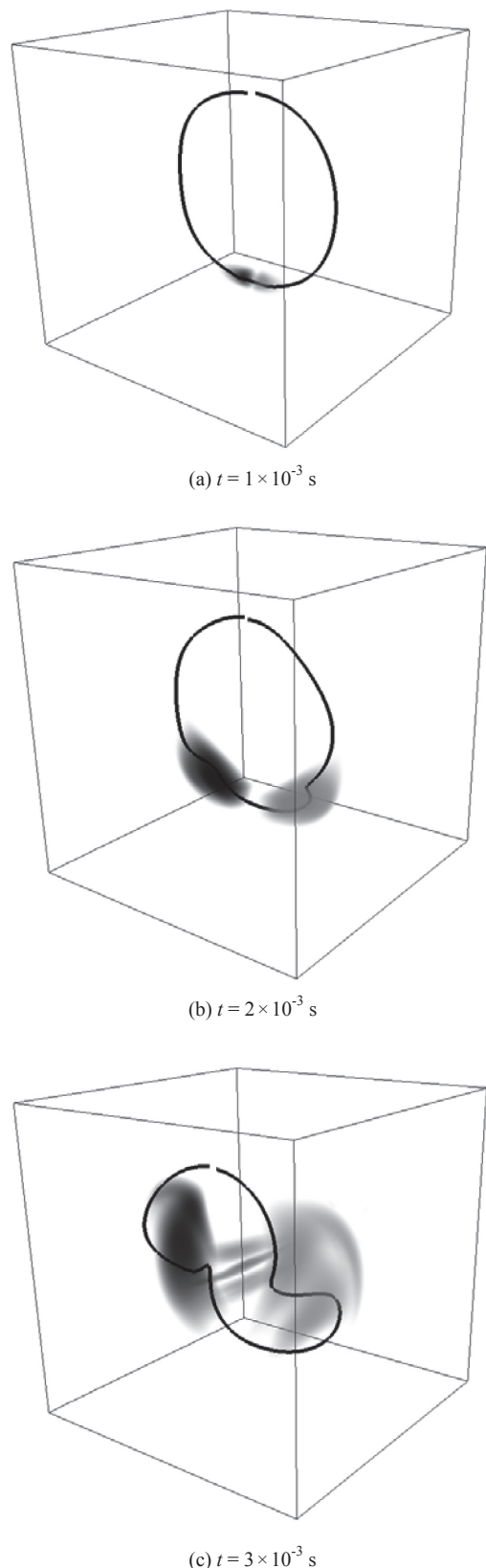


Fig.7 3-D visualization of helicity density and vortex line distributions in calculation domain.

体積は負のヘリシティ密度を示している。今、ヘリシティ密度は、渦線のねじれ具合を表すものであるから、ラセン状の渦線付近に存在することが予想されるが、確かに、Figs.7 (a)-(c) の 3 次元可視化結果を見ると、ヘリシティ密度の存在する領域は、ちょうどラセン状の渦線付近に対応している。さらに Figs.6 (a)-(c) の振率分布と同様に、Figs.7 (a)-(c) のヘリシティ密度分布も、点火位置から右側では正の値、左側では負の値を示しており、右と左で、正と負が逆転している。このことから、点火位置付近で渦線がねじ曲げられて発生したヘリシティ密度は、点火位置から右側と左側へ、右ネジと左ネジのような逆向きのねじれを持って伝播していくことが確認できる。

なおヘリシティ密度分布は、点火位置の右側と左側で左右対称になっていることから、ヘリシティ密度を計算領域全体で体積積分した式 (8) のヘリシティは、どの時刻においても、ゼロのまま保存されているものと予想される。実際に解析を行ったところ、 $t=3 \times 10^{-3}$ s の Fig.7 (c) においても、ヘリシティの体積平均値は、ヘリシティ密度の局所的な最大値・最小値の 0.1 % 程度であり、ほとんどゼロに近いままであることが確認された。また $t=3 \times 10^{-3}$ s の Fig.7 (c) において、渦輪の中央付近に筋状のヘリシティ密度分布が若干見られる理由は、別方向からの詳細な可視化を行って調べた結果、Fig.7 (c) で可視化している 1 本の渦線以外の渦線が、渦輪の誘起流れによって渦輪の中央付近に運ばれ、曲げられたり、引き伸ばされたりすることで、形成されたものであると考えられる。

以上の Figs.4, 5, 6, そして 7 の結果をまとめると、火炎先端付近に見られたラセン状の渦線は、曲率、振率、そしてヘリシティ密度などを伴って安定に伝播する渦糸ソリトンと見なしてもよいことがわかり、渦糸ソリトンと火炎がペアになって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アイデアの有効性が示されたと言える。

5. 結言

本研究では、渦に沿った高速火炎伝播における渦糸駆動メカニズムの妥当性、そして「渦に沿った高速火炎伝播は渦糸ソリトンが支配しているのではないか」という篠田ら (1993) のオリジナル・アイデア[11]の妥当性を示すことを目的として、渦輪に沿った高速火炎伝播の 3 次元数値シミュレーションを行い、点火後の温度分布や渦線分布などを可視化・解析した。その結果、以下のような知見が得られた。

- 1) 計算領域中の温度と渦線の 3 次元可視化では、過去の他研究者による実験結果と同様に、渦輪に沿った高速火炎伝播が確認された。さらに火炎先端付近にラセン状の渦線が見られた。
- 2) 1 本の渦線に沿った温度と曲率の 1 次元解析では、火炎帯付近に曲率の孤立波が見られ、その曲率の孤立波と火炎帯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。この曲率の孤立波は、3 次元可視化で見られたラセン状の渦線に対応しているとともに、最大ピーク値や形をほとんど変えずに安定に伝播していることから、渦糸ソリトンと見なしてもよいと考えられた。

- 3) 1 本の渦線に沿った温度と振率の 1 次元解析では、火炎帯付近に振率のピークも見られ、その振率のピークと火炎帯がペアになって渦線上を伝播していく様子もとらえられた。また渦線上の点火位置の右側と左側では、振率はそれぞれ正と負の値を持ち、逆向きのねじれを持つことがわかった。
- 4) 渦線とヘリシティ密度の 3 次元可視化では、ラセン状の渦線付近にヘリシティ密度が存在していた。また渦線上の点火位置の右側と左側では、ヘリシティ密度はそれぞれ正と負の値を持ち、このことから逆向きのねじれを持つことが確認できた。
- 5) 以上より、火炎先端付近に見られたラセン状の渦線は、曲率、振率、そしてヘリシティ密度を持つ渦糸ソリトンであると見なすことができ、渦糸ソリトンと火炎が相互作用しながら高速伝播する渦糸駆動メカニズムの妥当性、そして「渦に沿った高速火炎伝播は渦糸ソリトンが支配しているのではないか」という篠田ら (1993) のオリジナル・アイデア[11]の妥当性を示す 1 つの証拠が得られた。この結果は、今後、渦に沿った高速火炎伝播の詳細なメカニズム解明や制御を目指すための有力な手がかりとなる可能性がある。

本研究で得られた知見は、以上である。なお緒言でも述べたように、渦に沿った高速火炎伝播には、主に圧力駆動メカニズムと渦糸駆動メカニズムの 2 つが提案されており、本研究では特に後者に焦点を当てて検証を行ってきた。しかし全く別の例として、航空機の翼に作用する揚力などにも、ベルヌーイの定理を使って翼の上下面の圧力差で説明する方法と、クッタ・ジュコフスキーの定理を使って翼まわりにできる循環(渦)で説明する方法の 2 つがある。したがって渦に沿った高速火炎伝播の圧力駆動メカニズムと渦糸駆動メカニズムの関係も、同じ現象をそれぞれ異なる側面から見たような関係になっている可能性がある。

また流体の波と火炎が相互作用しながら高速伝播するメカニズムを持つという意味において、渦に沿った高速火炎伝播(ボルテックス・パースティング)における渦糸ソリトン(流体の回転性の波)と火炎の相互作用の関係は、爆轟(デトネーション)における衝撃波(流体の圧縮性の波)と火炎の相互作用の関係に類似していると言える。

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

1. McCormack, P. D., et al., *Combustion and Flame*, Vol.19 (1972) pp.297-303.
2. Chomiak, J., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.16 (1976) pp.1665-1673.
3. Ishizuka, S., *Combustion and Flame*, Vol.82 (1990) pp.176-190.
4. Ishizuka, S., et al., *Combustion and Flame*, Vol.113 (1998) pp.542-553.
5. Ishizuka, S., et al., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28 (2000) pp.1949-1956.
6. Ishizuka, S., *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol.28 (2002) pp.477-542.
7. Asato, K., et al., *Combustion and Flame*, Vol.110 (1997) pp.418-428.
8. 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.
9. 永井秀和ら, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.71, No.709 (2005) pp.2339-2344.
10. 近藤周司ら, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.74, No.747 (2008) pp.2387-2392.
11. 篠田昌久ら, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集 (1993) pp.249-251.
12. Hasegawa, T., et al., *Combustion Science and Technology*, Vol.108 (1995) pp.67-80.
13. Hasegawa, T., Nishikado, K., *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.26 (1996) pp.291-297.
14. 長谷川達也, 燃焼研究, Vol.122 (2000) pp.49-57.
15. 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.
16. 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.
17. 梅村章, 燃焼研究, Vol.122 (2000) pp.35-48.
18. Umemura, A., Tomita, K., *Combustion and Flame*, Vol.125 (2001) pp.820-838.
19. 高森昭一, 梅村章, 第37回燃焼シンポジウム講演論文集 (1999) pp.41-42.
20. 高森昭一, 名古屋大学博士論文 (2006) pp.21-72.
21. 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.
22. 佐藤裕也ら, 第47回燃焼シンポジウム講演論文集 (2009) pp.154-155.
23. 大森秀治ら, 第47回燃焼シンポジウム講演論文集 (2009) pp.156-157.
24. Hasimoto, H., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.51 (1972) pp.477-485.
25. 日本流体力学会 (編), 流体力学ハンドブック (第2版), 丸善 (1998) pp.176-178.
26. 巽友正 (編), 乱流現象の科学—その解明と制御, 東京大学出版会 (1986) pp.259-261.
27. Hopfinger, E. J., et al., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.125 (1982) pp.505-534.
28. Shinoda, M., Fujiwara, T., *Unstable and Turbulent Motion of Fluid (Ed. Kida, S.)*, World Scientific, Singapore (1993) pp.79-88.
29. 篠田昌久, 名古屋大学博士論文 (1996) pp.6-39.
30. 篠田昌久, 名古屋大学博士論文 (1996) pp.40-66.
31. Williams, F. A., *Combustion Theory (2nd Edition)*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., Menlo Park (1985) pp.1-18.
32. Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1986) pp. 161-230.
33. Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.126-130.
34. Patanker, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York (1980) pp.67-68.
35. Smooke, M. D., *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames*, Springer-Verlag, Tokyo (1991) pp.1-28.
36. Kee, R. J., et al., *Sandia National Laboratories Report*, SAND 89-8009 (1989).
37. Coffee, T. P., et al., *Combustion and Flame*, Vol.54 (1983) pp.155-169.
38. Coffee, T. P., et al., *Combustion and Flame*, Vol.58 (1984) pp.59-67.
39. Moffatt, H. K., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.35 (1969) pp.117-129.
40. 福本康秀, ながれ, Vol.24 (2005) pp.207-219.