

■原著論文／ORIGINAL PAPER■

非一様速度場を伝播する予混合火炎の数値解析
—動的挙動に及ぼす固有不安定性の影響—Numerical Analysis on Premixed Flames Propagating in Non-Uniform Velocity Fields
— Influence of Intrinsic Instability on Dynamic Behavior —門脇 敏^{1*}・鈴木 洋史²・小林 秀昭³KADOWAKI, Satoshi^{1*}, SUZUKI, Hiroshi² and KOBAYASHI, Hideaki³¹ 長岡技術科学大学機械系 〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1

Department of Mechanical Engineering, Nagaoka University of Technology, Kamitomioka, Nagaoka 940-2188, Japan

² 長岡技術科学大学大学院工学研究科 〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1

Graduate School of Engineering, Nagaoka University of Technology, Kamitomioka, Nagaoka 940-2188, Japan

³ 東北大学流体科学研究所 〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1

Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

2005年3月29日受付；2005年4月19日受理／Received 29 March, 2005; Accepted 19 April, 2005

Abstract : The dynamic behavior of premixed flames propagating in non-uniform velocity fields has been investigated by two-dimensional unsteady calculations of reactive flows, based on the compressible Navier-Stokes equation including a one-step irreversible chemical reaction. We consider two basic types of phenomena to account for the intrinsic instability of premixed flames, i.e., hydrodynamic and diffusive-thermal effects, and examine the influence of intrinsic instability on the dynamic behavior. A sinusoidal disturbance is superimposed on the velocity field of the unburned gas, and its wavelength is set equal to the critical wavelength at $Le = 1.0$. The behavior of cellular flames generated by a disturbance and by hydrodynamic and diffusive-thermal effects is numerically simulated. When $Le = 1.0$, at the beginning of calculations, we observe the cellular flames whose wavelength is equal to that of a disturbance. After that, cells combine together and a large cell appears. The wavelength of a large cell is consistent with the size of cellular flames generated only by intrinsic instability. When $Le = 0.5$, on the other hand, small cells appear, and the division and combination of cells are observed. This is because that the size of cells due to intrinsic instability is shorter than the wavelength of a disturbance. The burning velocity of cellular flames propagating in non-uniform velocity fields is larger than that of planar flames propagating in uniform, which is due to a disturbance and intrinsic instability. The increment in the burning velocity depends not only on the intensity of a disturbance but on the Lewis number.

Key Words : Numerical analysis, Premixed flame, Intrinsic instability, Dynamic behavior, Non-uniform velocity field

1. はじめに

低環境負荷燃焼の有効な手段の一つとして、水素－空気およびメタン－空気の希薄燃焼が考えられている。このとき、水素やメタンは空気より軽いので、つまり燃料の拡散係数が酸化剤のそれより大きいので、希薄予混合火炎は不安定な挙動を示し易くなる[1-6]。この不安定挙動は予混合火炎の固有不安定性に依るもので、気体の熱膨張による流

体力学的効果と、物質拡散と熱伝導の相互作用による拡散・熱的効果が主要な要因である[7-9]。そして、これまでに、火炎挙動に及ぼす固有不安定性の影響が詳細に調べられている[10-15]。

高負荷燃焼器は、工業的に頻繁に用いられている。その装置内の燃焼において、乱流予混合火炎は主要な役割を演じている。そして、乱流予混合火炎の特性には、固有不安定性が強く影響を及ぼしている[16,17]。それゆえ、水素やメタンの希薄燃焼を工業的に利用するためには、乱流予混合火炎の特性に及ぼす固有不安定性の影響を調べ、それを制御する手

* Corresponding author. E-mail: kadowaki@mech.nagaokaut.ac.jp

法を確立する必要がある。

著者らはこれまでに、化学反応を含む圧縮性ナビエ・ストークス方程式を基にして、広い領域を用いた長時間の計算を行ってきた[18,19]。そして、固有不安定性がセル状火炎の形成機構や、セルの分割や合体などの不安定挙動に多大の影響を及ぼすことを明らかにした。しかし、これまでの数値解析は一様速度場における計算であり、非一様速度場(乱れ場)を伝播する予混合火炎の不安定挙動は明らかにされていない。そして、非一様速度場を伝播する火炎に関する知見は、乱流火炎の特性を知る上で非常に有用であるので、このタイプの数値解析は重要である。

本研究では、非一様速度場を伝播する火炎の数値解析を遂行し、火炎の動的挙動における乱れの振舞いを調べる。そして、現象に現れるセル状火炎のサイズと、速度の乱れのサイズとの関係を明らかにする。さらに、セル状火炎の燃焼速度に及ぼす乱れ強さと固有不安定性の影響を明確にする。

2. 支配方程式

ここでは、酸化剤が過多で、不足成分である燃料(水素やメタン)が全体の反応を支配する予混合火炎を想定する。化学反応は一段不可逆の発熱を伴う反応であり、気体としては未燃ガスと既燃ガスのみが存在すると仮定する。反応速度はアレニウスの法則に従い、未燃ガスと既燃ガスは同じ分子量および同じルイス数を持ち、理想気体の状態方程式に従うものとする。輸送係数の温度依存性を考慮するが、比熱は全領域で一定であるとする。また、外力、ソレ効果、デュフル効果、圧力勾配拡散、体積粘性、および放射は無視する。

気体の熱膨張に起因する流体力学的効果を正確に把握するために、支配方程式として圧縮性ナビエ・ストークス方程式を採用する。二次元の流れ場を考え、デカルト座標を用いる。そして、気体の主流方向を x 方向とし、火炎面の接線方向を y 方向とする。流れ場の変数は、平面火炎の燃焼速度、予熱域厚さ(=熱拡散率/燃焼速度)、未燃ガスの圧力および温度を用いて無次元化する。支配方程式は、以下の通りである。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (1)$$

方程式中のベクトルは、

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho Y \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u^2 + \frac{p}{\gamma M_u^2} - \text{Pr} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \rho uv - \text{Pr} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ (e+p)u - \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \frac{\partial T}{\partial x} \\ \rho Yu - \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \frac{\partial Y}{\partial x} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma M_u^2} - \text{Pr} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ \rho uv - \text{Pr} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ (e+p)v - \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \frac{\partial T}{\partial y} \\ \rho Yv - \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{T}{T_m} \right)^\alpha \frac{\partial Y}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q B \rho Y \exp(-E/T) \\ -B \rho Y \exp(-E/T) \end{pmatrix}$$

である。ここで、 t は時間、 ρ は密度、 (u, v) は速度の (x, y) 方向成分、 e は全エネルギー、 Y は未燃ガスの質量分率、 p は圧力、 T は温度、 T_m は平均温度、 γ は比熱比、 M_u は平面火炎の燃焼速度のマッハ数、 Pr はプラントル数、 Le はルイス数、 Q は発熱量、 B は頻度因子、 E は活性化エネルギーである。輸送係数の温度依存性を示す指数は、 $\alpha = 0.75$ と設定する。

理想気体の状態方程式は、

$$p = \rho T \quad (2)$$

となる。

3. 解析手法

支配方程式中の物理的パラメータは、燃焼速度と断熱火炎温度が 3.93 m/s と 2086 K である予混合火炎を想定して与えられる。本数値解析で採用した燃焼速度は、炭化水素-空気予混合火炎の燃焼速度と較べるとかなり大きい。水素-酸素予混合火炎で実現可能である。また、採用した燃焼速度は、音速と比較すると充分小さい値である($M_u = 1 \times 10^{-2}$)。したがって、燃焼速度を変更して計算を行った場合でも、 $M_u = 3 \times 10^{-2}$ 程度までなら[20]、無次元化された計算結果は殆んど変わらない。また、想定された火炎の無次元断熱火炎温度は、 $T_f = 7.0$ である。

数値解析で用いられる物理的パラメータの値は、 $\text{Pr} =$

1.0, $\gamma = 1.4$, $Q = 21$, $E = 70$ である。拡散・熱的效果が火炎の不安定挙動に与える影響を調べるために, $Le = 0.5$, 1.0 とする。反応速度の頻度因子は, 計算で得られる平面火炎の燃焼速度が設定値になるように定める。

非一様速度場を形成するために, 上流 ($x = 0$) における未燃ガスの流入速度 (u, v) を, 以下の様にする。

$$u = U + A \cos(2\pi y / \lambda_n), \quad \lambda_n = L_y / n$$

$$v = 0$$

ここで, U は平均流入速度, A は乱れの振幅, λ_n は乱れの波長, L_y は y 方向の計算領域, n は正の整数である。本研究では, 乱れの波長を, $Le = 1.0$ における特性波長 ($\lambda_c = 34.1$ [19]) と等しくする。なお, 特性波長は, 火炎に加えられた微小擾乱の振幅が十分小さいときの最大増幅率に対応する波長であり, 固有不安定性により形成されるセル状火炎のサイズとは必ずしも一致しない。このセルのサイズは, $Le = 1.0$ のとき, 特性波長 ($= 34.1$) の約 4 倍となり, $Le = 0.5$ のときは特性波長 ($= 11.5$) より若干長くなる[19]。

火炎の上流側 (未燃ガス側) と下流側 (既燃ガス側) の境界では, 流れ場の変数の x 方向の勾配を零とする。このとき, 境界で圧力の反射が僅かに生じるが, 計算領域が充分広いので, 現象に本質的な影響を与えることはない。また, y 方向の境界では, 周期条件を用いて変数の値を与える。

計算スキームとして, 時間および空間の両方において二次精度をもつ陽的マクマック法を採用する。計算領域は, x 方向へは予熱域厚さの 400 倍とする。また, y 方向へは, $Le = 1.0$ における特性波長 ($\lambda_c = 34.1$) の整数倍とする。計算格子は, x 方向へは不等間隔格子を用いる。最小格子間隔は, 予熱域厚さの $1/5$ とする。一方, y 方向へは等間隔格子を用いる。格子間隔は, $Le = 0.5$ のとき $\lambda_c/192$ とし, $Le = 1.0$ のとき $\lambda_c/64$ とする。これらの格子間隔を半分にして計算を行っても, 得られる結果に本質的な差異は見られない。格子数は, $L_y = 4\lambda_c$ の場合, $Le = 0.5$ のとき 1481×769 , $Le = 1.0$ のとき 1481×257 である。時間ステップ間隔は, CFL 条件を満足させるために, $\Delta t = 2 \times 10^{-4}$ とする。また, 無次元計算時間は, $Le = 0.5$ のとき $t = 400$, $Le = 1.0$ のとき $t = 200$ である。

本数値解析は, 東北大学流体科学研究所のスカラ並列型計算機 SGI Origin 2000 (本計算では 64 CPU を占有) を用いて遂行した。計算に要する時間は, $t = 400$ の場合, 約 48 時間である。

4. 結果および考察

4.1. 火炎の動的挙動

非一様速度場を伝播する予混合火炎の動的挙動を調べる。未燃ガス側における速度の乱れは, 粘性の影響で下流へ行くに従い減衰する。本節では, 火炎面直前における乱れ強さ (二乗平均値) が約 1.0 になるように, 未燃ガス流入

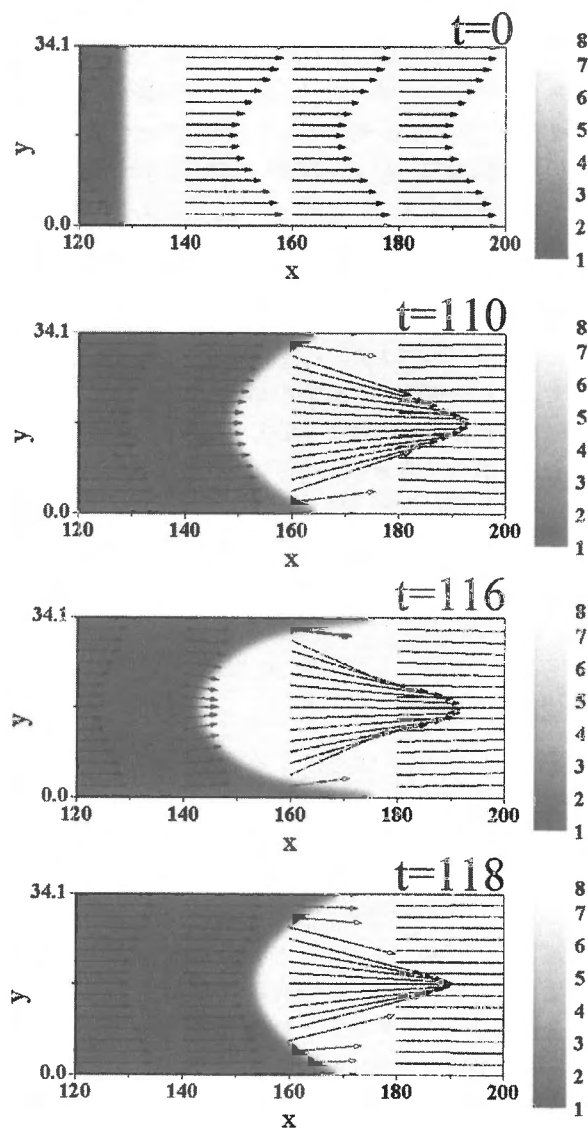


Fig. 1. Behavior of the cellular flame at $Le = 1.0$, $L_y = 34.1$, $A = 2.2$, $U = 2.5$, and $n = 1$ ($t = 0, 110, 116$, and 118).

境界における乱れの振幅を設定する。

初めに, $Le = 1.0$ として計算を行う。このとき, 予混合火炎の固有不安定性には, 気体の熱膨張に起因する流体力学的効果のみが作用する。図 1 は, $L_y = 34.1$, $A = 2.2$, $U = 2.5$ における温度分布と速度分布を示したものである。流入する未燃ガスの乱れにより一つのセル状火炎が現れ, 浅いセル ($t = 110, 118$) と深いセル ($t = 116$) が交互に形成される。このような不安定挙動は, 一様速度場を伝播する火炎では見られない。ゆえに, この場合のセル状火炎の不安定挙動は, 未燃ガスの乱れに依るものと考えられる。なお, 上流 ($x = 0$) における未燃ガスの流入速度分布が時間的に変化しないにも拘らず, 火炎前方 (未燃ガス側) における速度分布は変化している。これは, 火炎が前後に変動するので, その影響を受け, 速度分布が変化すると考えられる。 y 方向の計算領域を 4 倍に拡大したときの計算結果を示したのが図 2 ($L_y = 136.4$, $A = 2.0$, $U = 3.0$) である。火炎

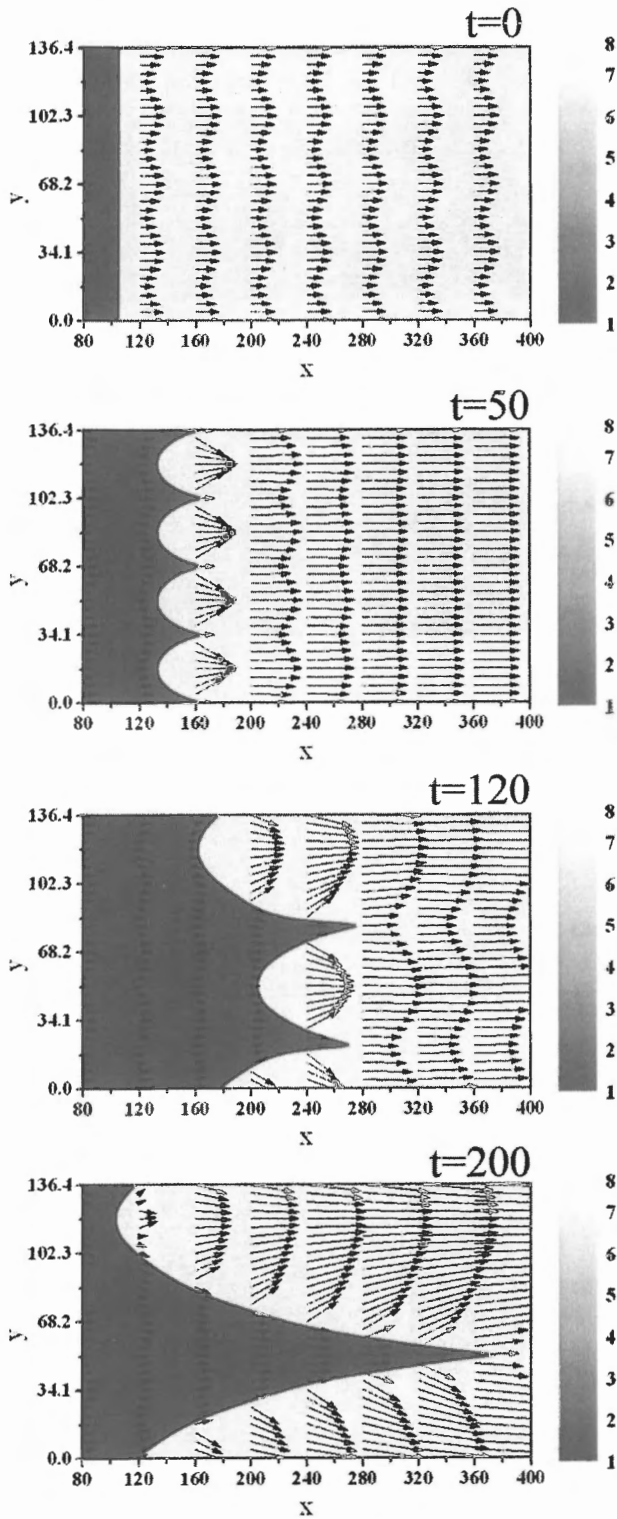


Fig. 2. Behavior of the cellular flame at $Le = 1.0$, $L_y = 136.4$, $A = 2.0$, $U = 3.0$, and $n = 4$ ($t = 0, 50, 120$, and 200).

は未燃ガスの乱れの影響を受け、乱れの波長 ($= 34.1$) と同じ長さの波長を持つセルが形成される ($t = 50$)。その後、これらのセルは合体し ($t = 120$)、特性波長の 4 倍の波長を持つセルが形成される ($t = 200$)。この波長は、一様速度場において固有不安定性により形成されるセル状火炎の波長

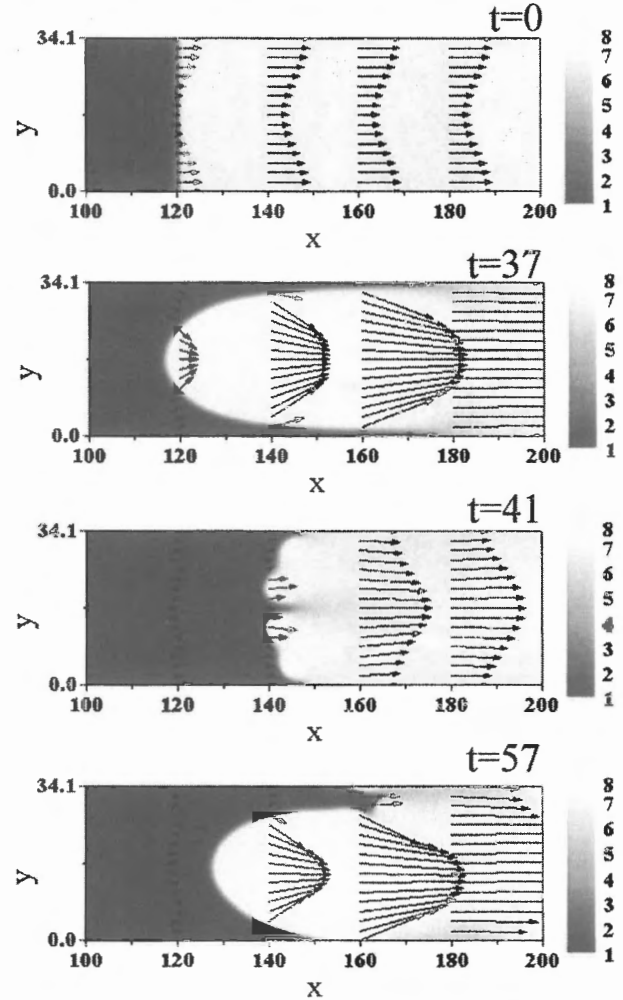


Fig. 3. Behavior of the cellular flame at $Le = 0.5$, $L_y = 34.1$, $A = 2.5$, $U = 3.2$, and $n = 1$ ($t = 0, 37, 41$, and 57).

とほぼ同じである[19]。

次に、 $Le = 0.5$ として計算を行う。このとき、予混合火炎の固有不安定性には、流体力学的効果に加えて拡散・熱的效果が作用する。図 3 は、 $L_y = 34.1$, $A = 2.5$, $U = 3.2$ における火炎の挙動を示したものである。セル状火炎は前後に大きく変動している。そして、大きいセル ($t = 37, 57$) と小さいセル ($t = 41$) が交互に現れる。小さいセルが現れるのは、 $Le = 0.5$ におけるセルの波長 (≈ 14) が乱れの波長 ($= 34.1$) より短いことに起因する。図 4 は、 $L_y = 136.4$, $A = 2.5$, $U = 3.0$ における計算結果を示したものである。未燃ガスの乱れの影響により、乱れと同じ波長を持つセル状火炎が形成される ($t = 54$)。その後、それらのセルが分割し、短い波長を持つセルが横に並ぶ形状の火炎が形成される ($t = 64$)。そして、再び乱れの波長と同じ波長を持つ 4 ケのセルが形成される ($t = 69$)。この現象が暫く続いた後、乱れと同じ波長を持つセルが合体し、2 ケの大きなセルが形成される ($t = 185$)。それらの大きいセルの上には、小さいセルが見られる。そして、小さいセルが横に並ぶ形状の火炎が形成される ($t = 189$)。その後、小さいセルを載

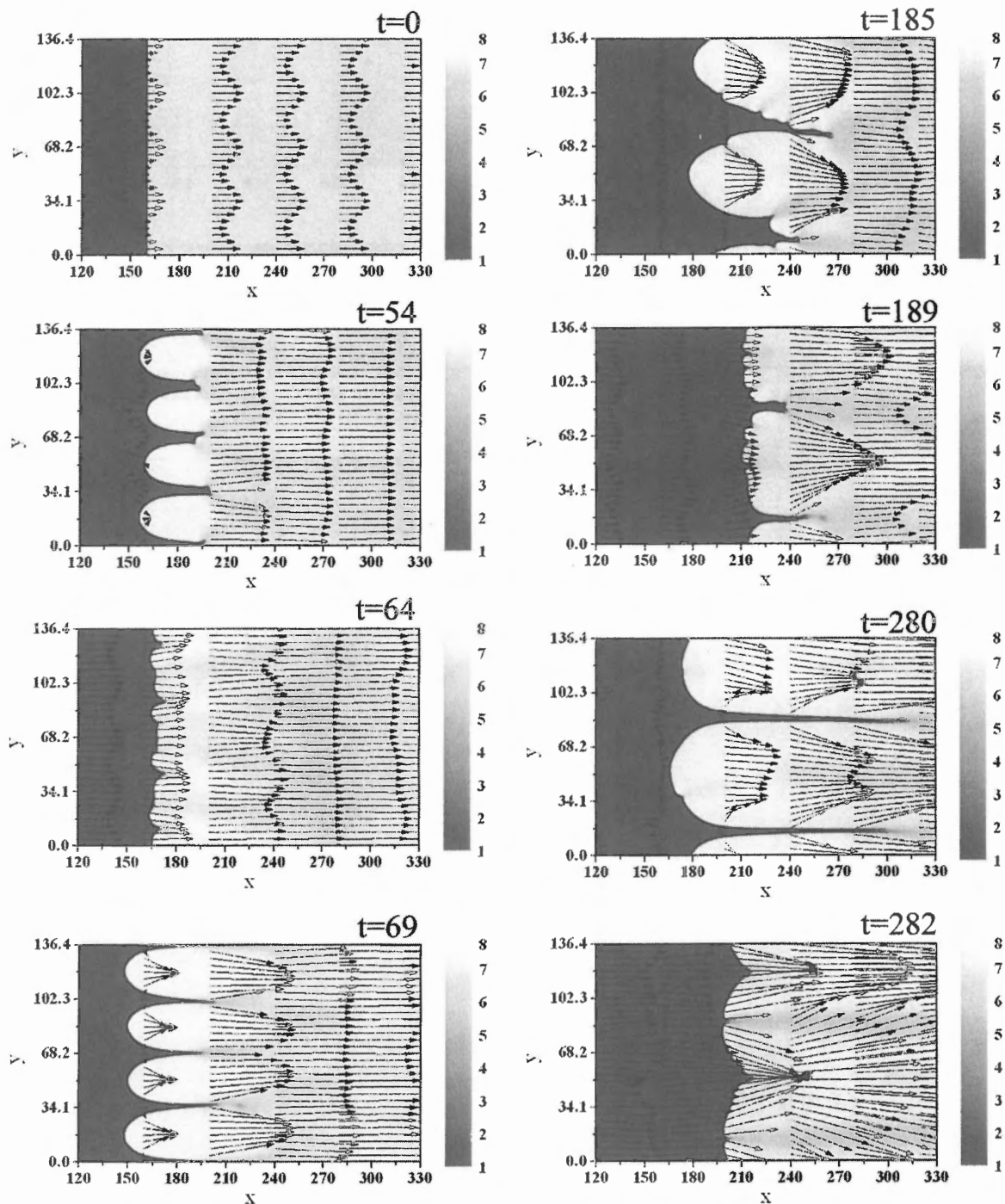


Fig. 4. Behavior of the cellular flame at $Le = 0.5$, $L_y = 136.4$, $A = 2.5$, $U = 3.0$, and $n = 4$ ($t = 0, 54, 64, 69, 185, 189, 280$, and 282).

せた大きいセルが現れ ($t = 280$), 次に, 横並びの小さいセルが現れる ($t = 282$). この様に, 小さいセルを載せた大きいセルと, 横並びの小さいセルが, 交互に現れる現象が見られる.

4.2. 火炎の燃焼速度

非一様速度場を伝播する火炎は, 乱れと固有不安定性により, セル状の火炎面を有する. このとき, 火炎面は平面火炎のそれより広がるので, 燃焼速度は大きくなる. 本

節では, セル状火炎の燃焼速度に及ぼす乱れと固有不安定性の影響を調べる. なお, セル状火炎の無次元燃焼速度は, 反応速度を全領域で積分し, その値を平面火炎の積分値で除して求める.

図5は, 図1と図2に示した火炎 ($Le = 1.0$) の燃焼速度の時間履歴である. 燃焼速度は時間と共に変化する. $L_y = 34.1$ の場合, 計算の前半において燃焼速度が減少するのは, 火炎が後方 (下流側) に移動するので乱れが弱くなるからである. しかし, $t = 100$ 以降は火炎の平均的な位置に大き

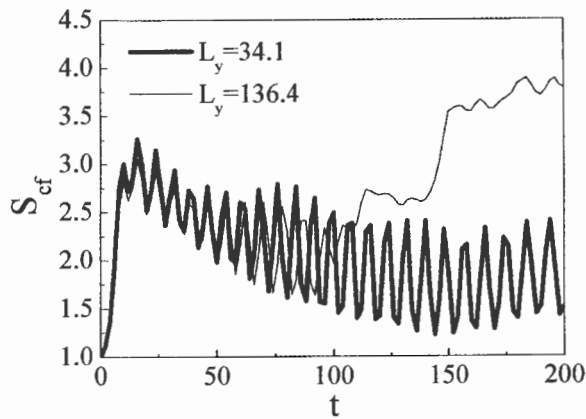


Fig. 5. Time history of burning velocities at $Le = 1.0$, and $L_y = 34.1$ and 136.4 .

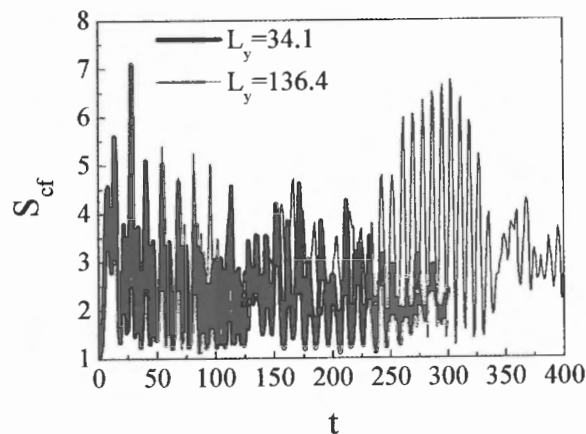


Fig. 6. Time history of burning velocities at $Le = 0.5$, and $L_y = 34.1$ and 136.4 .

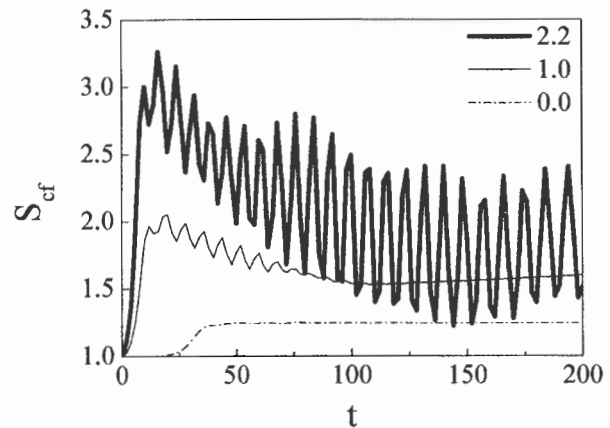


Fig. 7. Time history of burning velocities at $Le = 1.0$, $L_y = 34.1$, and $A = 0.0, 1.0$, and 2.2 .

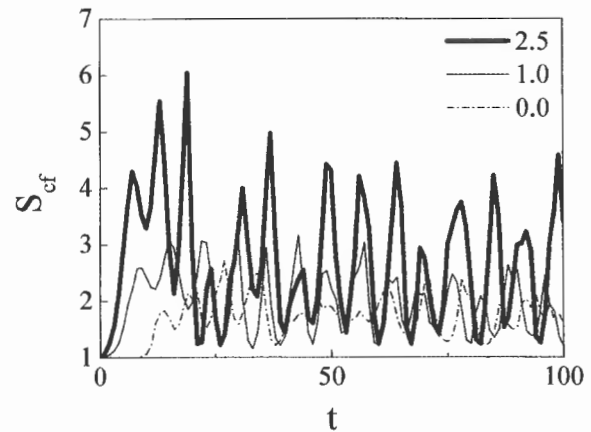


Fig. 8. Time history of burning velocities at $Le = 0.5$, $L_y = 34.1$, and $A = 0.0, 1.0$, and 2.5 .

い変動がないので、燃焼速度の平均値はほぼ一定になる。このとき、火炎面直前の乱れ強さは、約 1.0 である。一方、 $L_y = 136.4$ の場合、セルの合体により燃焼速度は大きくなる。これは、横並びの小さいセルが形成されるときより、大きいセルが形成されるときの方が、火炎面が広がるからである。図 6 は、 $Le = 0.5$ における燃焼速度の時間履歴を示したものである（図 3 と図 4 に示した火炎に対応）。燃焼速度は時間と共に非常に大きく変化する。これは、セルの分割と合体が頻繁に生じているからである。また、燃焼速度の平均値は、 $L_y = 136.4$ の場合の方が $L_y = 34.1$ の場合より大きくなる。しかし、その増大の割合は、 $Le = 1.0$ における結果と比較すると、然程大きくない。このことは、燃焼速度の L_y への依存性が相対的に弱くなることを示している。

次に、乱れの強さを変えて計算を遂行する。図 7 は、 $Le = 1.0$, $L_y = 34.1$ における燃焼速度の時間履歴を示したものである。乱れが強いとき ($A = 2.2$) 燃焼速度は変動するが、乱れが弱いときはほぼ一定の値を保持する。そして、乱れが強くなると共に、燃焼速度は単調に増大する。図 8

は、 $Le = 0.5$, $L_y = 34.1$ における計算結果を示したものである。全ての場合において、燃焼速度は変動している。これは、流体力学的効果に加えて拡散・熱的效果が作用し、火炎の挙動が不安定になるからである。

図 9 は、 $L_y = 34.1$ における燃焼速度の平均値を示したものである。燃焼速度は、 $Le = 0.5, 1.0$ の両方において、乱れが強くなると共に単調に増大する。図 10 は、 $L_y = 136.4$ における計算結果を示したものである。燃焼速度の乱れ強さへの依存性は、 $Le = 1.0$ の場合の方が強く現れている。その理由として、乱れの波長が $Le = 1.0$ におけるセルのサイズより小さく、 $Le = 0.5$ におけるそれより大きいことが考えられる。そして、得られた結果は、未燃ガスの乱れのサイズが火炎のセルのサイズより小さいとき、燃焼速度増大の割合が大きくなることを示唆している。この点をより明確にするには、今後、乱れの波長を変化させて計算を行い、燃焼速度との関係を詳細に考察する必要があると思われる。

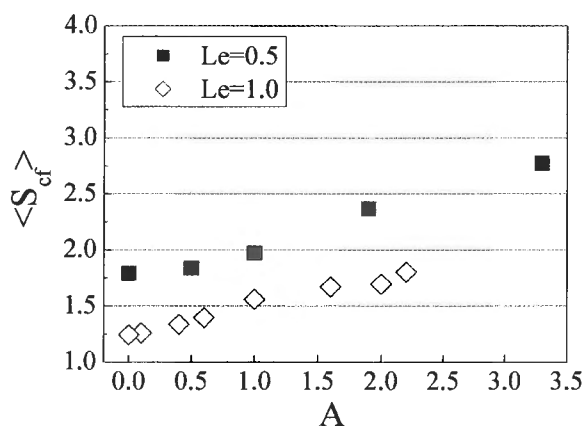


Fig. 9. Average of burning velocities at $Le = 0.5$ and 1.0 , $L_y = 34.1$, depending on the intensity of a disturbance.

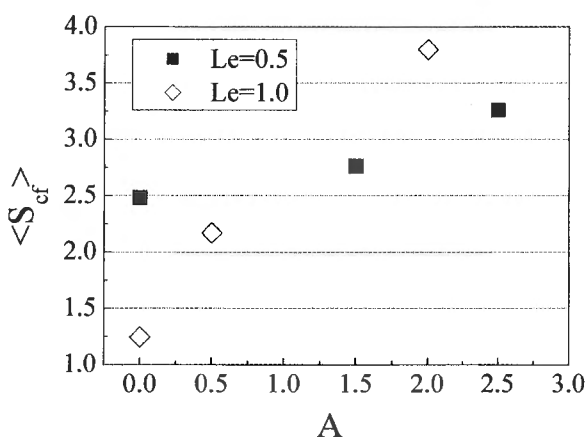


Fig. 10. Average of burning velocities at $Le = 0.5$ and 1.0 , $L_y = 136.4$, depending on the intensity of a disturbance.

5. 結言

非一様速度場を伝播する予混合火炎の数値解析を、圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いて遂行し、火炎の動的挙動を調べた。そして、セル状火炎の動的挙動とその燃焼速度が、速度場の乱れと火炎の固有不安定性に強く依存することを示した。

流体力学的効果のみが作用するとき、つまり $Le = 1.0$ のとき、計算の初期には、乱れの波長と同じ長さの波長を持つセル状火炎が形成される。その後、これらのセルは合体し、特性波長の4倍の波長を持つセルが形成される。この波長は、一様速度場において固有不安定性により形成されるセル状火炎の波長と同じである。また、セル状火炎の燃焼速度は、乱れ強さと共に大きく増大する。

一方、 $Le = 0.5$ のとき、乱れの波長より小さいセルが形成される。これは、セルの波長が乱れの波長より短いことに起因する。そして、セルの合体と分割が繰返され、小さいセルを載せた大きいセルと、横並びの小さいセルが交互に現れる。燃焼速度は時間と共に大きく変化し、乱れ強さ

と共に増大する。また、燃焼速度増大の乱れ強さへの依存性は、 $Le = 1.0$ の場合より弱くなる。その理由として、乱れの波長が $Le = 1.0$ におけるセルのサイズより小さく、 $Le = 0.5$ におけるそれより大きいことが考えられる。

References

1. Bregeon, B., Gordon, A., and Williams, F. A., *Combust. Flame* 33: 33-45 (1978).
2. Mitani, T., and Williams, F. A., *Combust. Flame* 39: 169-190 (1980).
3. Izumikawa, M., Mitani, T., and Niioka, T., *Combust. Flame* 73: 207-214 (1988).
4. Searby, G., and Quinard, J., *Combust. Flame* 82: 298-311 (1990).
5. Gorman, M., el-Hamdi, M., and Robbins, K. A., *Combust. Sci. Technol.* 98: 37-45 (1994).
6. Qin, X., Kobayashi, H., and Niioka, T., *Exper. Thermal Fluid Sci.* 21: 58-63 (2000).
7. Williams, F. A., *Combustion Theory*, 2nd ed., Addison-Wesley, 349-365 (1985).
8. Clavin, P., *Prog. Energy Combust. Sci.* 11: 1-59 (1985).
9. Sivashinsky, G. I., *Philos. Trans. R. Soc. London A* 332: 135-148 (1990).
10. Denet, B., and Bonino, J. L., *Combust. Sci. Technol.* 99: 235-252 (1994).
11. Patnaik, G., and Kailasanath, K., *Combust. Flame* 99: 247-253 (1994).
12. Denet, B., and Haldenwang, P., *Combust. Sci. Technol.* 104: 143-167 (1995).
13. Bychkov, V. V., Golberg, S. M., Liberman, M. A., and Eriksson, L. E., *Phys. Rev. E* 54: 3713-3724 (1996).
14. Bychkov, V. V., Golberg, S. M., Liberman, M. A., Kleev, A. I., and Eriksson, L. E., *Combust. Sci. Technol.* 129: 217-242 (1997).
15. Kadowaki, S., *Phys. Rev. E* 63: 026303 (2001).
16. Kobayashi, H., and Kawazoe, H., *Proc. Combust. Inst.* 28: 357-382 (2000).
17. Kobayashi, H., Kawahata, T., Seyama, K., Fujimori, T., and Kim, J. S., *Proc. Combust. Inst.* 29: 1793-1800 (2002).
18. Kadowaki, S., Mashiko, T., and Kobayashi, H., *J. Combust. Soc. Japan* (in Japanese) 45: 177-183 (2003).
19. Kadowaki, S., Suzuki, H., and Kobayashi, H., *Proc. Combust. Inst.* 30: 169-176 (2004).
20. Kadowaki, S., *Phys. Fluids* 7: 220-222 (1995).