

乱流予混合火炎の局所火炎構造と乱流特性長さ

Characteristic Length Scale and Local Flame Structure in Turbulent Premixed Flames

於 云林, 東工大, 〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: yuyunlin@mes.titech.ac.jp

店橋 護, 東工大, E-mail: mtanahas@mes.titech.ac.jp

宮内 敏雄, 東工大, E-mail: tmiyauch@mes.titech.ac.jp

Yunlin YU, Tokyo Inst. of Tech., 2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552, Japan

Mamoru TANAHASHI

Toshio MIYAUCHI

Direct numerical simulations of hydrogen-air turbulent premixed flames propagating in two-dimensional homogeneous isotropic turbulence are conducted to investigate the effects of turbulence length scale on the structure of turbulent premixed flames. Detailed kinetic mechanism including 12 reactive species and 27 elementary reactions is used to simulate H_2 - O_2 - N_2 reaction in turbulence. DNS are conducted for the cases of turbulence length scale of 2.42, 4.84 and 7.26 times of the laminar flame thickness under the constant turbulence intensity. With the decrease of the turbulence length scale, particular flame structure can be observed in which distributions of heat release rate and major radicals such as H , O and OH show relatively smooth profiles whereas those of temperature, density and minor radicals show complicated patterns in front of the flame. These local flame structures seem to represent the regime of 'well stirred reaction zone' in the turbulent combustion diagram. The local flame elements in turbulence were identified by using local maximum temperature gradients and statistics of turbulent premixed flames were investigated. Variance of local heat release rate increases with the decrease of the turbulence length scale. Very thin flame elements which have less than a half of laminar flame thickness and more than twice of the maximum heat release rate of the corresponding laminar flame appear for the smallest case. However, mean heat release rate and flame thickness, which are averaged along the flame front, do not depend on the turbulence length scale. The local flame thickness and local heat release rate are well correlated with the tangential strain rate at the flame front, while the correlations becomes weaker with the decrease of the turbulence length scale. On the other hand, the correlation between the local heat release rate and the curvature of the flame front tend to become strong for the case of smallest turbulence length scale, where the flame elements convex toward the burned side show large heat release rate.

1. 緒論

乱流予混合火炎の特性は、層流燃焼速度(S_L)に対する乱流強度(u'_{rms})の比及び層流火炎厚さ(δ_L)に対する乱流場の特性長さ(積分長: l)の比を用いて分類可能であると考えられている。 u'_{rms}/S_L と l/δ_L の関係から、乱流予混合火炎の形態は wrinkled laminar flames, distributed reaction zone, well stirred reaction zone, thin reaction zone 等に分類される⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。 wrinkled laminar flames の領域では、局所的な火炎要素の特性は層流火炎と同じであり、火炎面面積の増大によって乱流燃焼速度が増加すると考えられている。

これに対して、distributed reaction zone や well stirred reaction zone 等の領域では、局所的な火炎要素の特性は層流火炎と全く異なっており、もはや火炎面と呼べる構造は存在しないと考えられている。しかし、実際に distributed reaction zone や well stirred reaction zone 等が存在することは検証されておらず、それらの詳細な構造も明らかにされていない。これは、 u'_{rms}/S_L と l/δ_L の関係を系統的に変化させた実験を行い、局所的な火炎構造を計測することが困難なためである。

近年、計算機の高速・大容量化に伴い、詳細化学反応機構と輸送係数・物性値の温度依存性を考慮に入れた乱流燃焼の直接数値計算(DNS)が可能となり、乱流中での火炎構造を詳細に検討することが可能となってきた。Baum ら⁽⁵⁾は詳細化学反応機構を用いて水素・酸素・窒素乱流予混合火炎のDNSを行い、局所火炎構造に対する化学反応機構の影響を明らかにするとともに、乱流強度や乱流の特性長さ等の乱流特性と乱流火炎の局所構造との関係を明らかにしている。著

者らは、詳細化学反応機構を用いて水素・空気乱流予混合火炎のDNSを行い、局所火炎構造と化学種の拡散係数の関係⁽⁶⁾⁽⁷⁾や火炎面のフラクタル特性⁽⁸⁾などを明らかにするとともに、それらに対する当量比や予熱温度の影響⁽⁹⁾を明らかにした。また、Echehki と Chen⁽¹⁰⁾は4段階の簡略化学反応機構を用いたメタン・空気乱流予混合火炎のDNS結果に対して同様な解析を行い、メタン・空気乱流予混合火炎の局所構造を明らかにしている。さらに、彼らは詳細化学反応機構を用いてメタン・空気乱流予混合火炎のDNSを行い、既燃ガス中での未燃予混合気塊の生成機構を明らかにしている⁽¹¹⁾。最近では、プロパンやメタンの詳細化学反応機構を考慮に入れたDNS⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾や詳細化学反応機構を用いた水素・空気乱流予混合火炎の三次元DNS⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾も報告されている。

乱流燃焼のDNSでは、 u'_{rms}/S_L と l/δ_L の関係を系統的に変化させることが可能であるが、上述の多くのDNSは比較的 u'_{rms}/S_L が小さく、 l/δ_L が中程度の場合を対象としており、distributed reaction zone や well stirred reaction zone 等の存在の有無を検証し、それらの構造を明らかにするまでには至っていない。そこで、著者らの以前の研究⁽¹⁷⁾では、 l/δ_L が約4.8の場合について u'_{rms}/S_L が異なる水素・空気乱流予混合火炎のDNSを行い、火炎構造に対する乱流強度の影響を明らかにした。本研究では、以前の研究に引き続いて、比較的高い乱流強度の水素・空気乱流予混合火炎を対象として、詳細化学反応機構と輸送係数・物性値の温度依存性を考慮に入れたDNSを行い、乱流特性長さが火炎構造に与える影響を明らかにすることを目的としている。

Table 1 Numerical parameters of DNS. $Re_l = l u'_{rms}/\nu$, $Re_\lambda = \lambda u'_{rms}/\nu$, L_i : length of the computational domain in the i direction, N_i : grid points in in the i direction.

Case	u'_{rms}/S_L	l/δ_L	Re_l	Re_λ	$L_x \times L_y$	$N_x \times N_y$
1	20.0	2.42	635	203	2.0cm $\times$ 1.0cm	1537 $\times$ 768
2	20.0	4.84	1303	401	2.0cm $\times$ 2.0cm	1537 $\times$ 768
3	20.0	7.26	1971	595	3.0cm $\times$ 3.0cm	1537 $\times$ 768

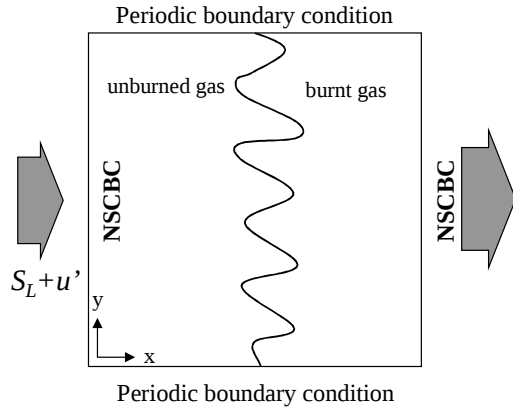


Fig. 1 Geometry of the computational domain.

2. 乱流予混合火炎の直接数値計算

2.1 支配方程式及び計算方法

本研究では、外力、Soret 効果、Dufour 効果、圧力勾配拡散、体積粘性及び放射熱流束が無視できると仮定することにより導かれる質量、運動量、エネルギー及び化学種の保存方程式と状態方程式を基礎方程式とした。基礎方程式の詳細については著者らの以前の研究⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽¹⁷⁾を参照のこと。

本研究では、図 1 に示すような二次元一様等方性乱流中を伝播する水素・空気乱流予混合火炎を対象とし、 H_2 , H , O_2 , O , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O , N , NO , NO_2 , N_2 の 12 種類の化学種と 27 の素反応からなる詳細化学反応機構⁽¹⁸⁾を用いた。反応速度と物性値及び輸送係数の温度依存性は Chemkin⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾を用いて与えた。ただし、Chemkin はベクトル化と並列化が容易に行えるように変更されている。離散化は流れ方向 (x 方向) には 4 次精度中心差分、流れと垂直方向 (y 方向) にはスペクトル法を用いて行い、時間前進には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を用いた。境界条件としては、 x 方向に NSCBC⁽²¹⁾⁽²²⁾を、 y 方向に周期的境界条件を用いた。

流入条件における混合気としては、0.1MPa, 298.15K, 当量比 1.0 の水素と空気の予混合気を与えた。未燃予混合気は窒素により希釈されており、窒素と酸素のモル分率比は 9.37 とした。これらの条件は以前の乱流強度の影響を明らかにした研究⁽¹⁷⁾と同様である。

流入速度条件は次のように与えた。

$$u_{in}(y, t) = S_L + u'(y, t) \quad (1)$$

ここで、 u' は十分発達した二次元一様等方性乱流の速度場である。また、次のように定義される層流燃焼速度は 0.462m/s であり、一次元層流予混合火炎の予備計算により決定した。

$$S_L = -\frac{1}{\rho_u Y_{H_2, u}} \int w_{H_2} dx \quad (2)$$

ここで、下付き添字 u は未燃側の物理量を示す。また、以下のように定義される層流火炎厚さは 3.08×10^{-4} m である。

$$\delta_L = (T_b - T_u) / \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\max} \quad (3)$$

ここで、下付き添字 b は既燃側の物理量を示す。一様等方

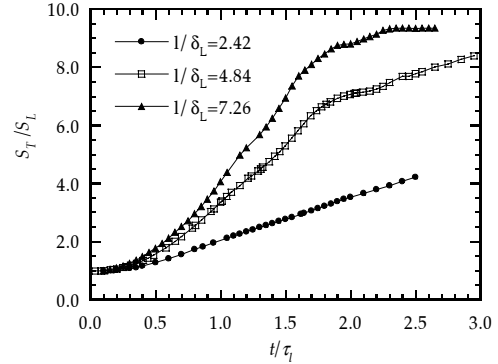


Fig. 2 Development of the turbulent burning velocity.

性乱流の速度場としては、非反応性一様等方性乱流の DNS 結果を用いた。ただし、初期条件の影響が無くなり十分発達した 1 eddy turnover time ($\tau_i = l_0 / u'_{rms,0}$)における結果を用いている。ここで、 l_0 は初期積分長、 $u'_{rms,0}$ は初期二乗平均速度である。二方向に周期的境界条件のもとで計算された乱流場は、Taylor の仮説と位相シフト法を用いて初期及び流入乱流場へと変換した。

2.2 計算条件

表 1 は本研究で行った水素・空気乱流予混合火炎の DNS の計算条件を示している。計算は層流燃焼速度に対する乱流強度の比を 20.0 に固定し、積分長と層流火炎厚さの比が 2.42, 4.84 及び 7.26 の場合について行った。表中の Re_l は積分長に基づくレイノルズ数であり、 Re_λ はテイラー・マイクロスケールに基づくレイノルズ数である。また、 L_x と L_y 及び N_x と N_y はそれぞれ x 方向と y 方向の計算領域の大きさと格子点数である。Peters⁽³⁾による乱流燃焼ダイアグラムによると、Case 1 は well stirred reaction zone に、Case 2 と Case 3 は distributed reaction zone と well stirred reaction zone の境界域に分類される。

本研究では、火炎構造に対する乱流特性長さの影響をより明確に議論可能なように、大規模スケールの運動がほぼ相似な乱流場を一様等方性乱流の予備計算により求め、それらを初期乱流場として与えた。すなわち、一様等方性乱流の予備計算の初期エネルギー・スペクトル分布に同じ関数を用い、同一の乱数を用いて各波数成分の位相を与えた。このように作成した初期乱流場から一様等方性乱流の予備計算を行うことにより、微細スケールの構造は異なるが、大規模スケールの構造がほぼ相似な乱流場を得ることができる。

本研究で行った乱流予混合火炎の DNS は東京大学情報基盤センターの超並列コンピュータ SR2201 の 128PE モードを用いて実行され、それぞれの DNS に要した CPU 時間は約 2000 時間である。

3. 乱流予混合火炎の構造

3.1 火炎構造

図 2 は次のように定義される乱流燃焼速度の時間変化を示している。

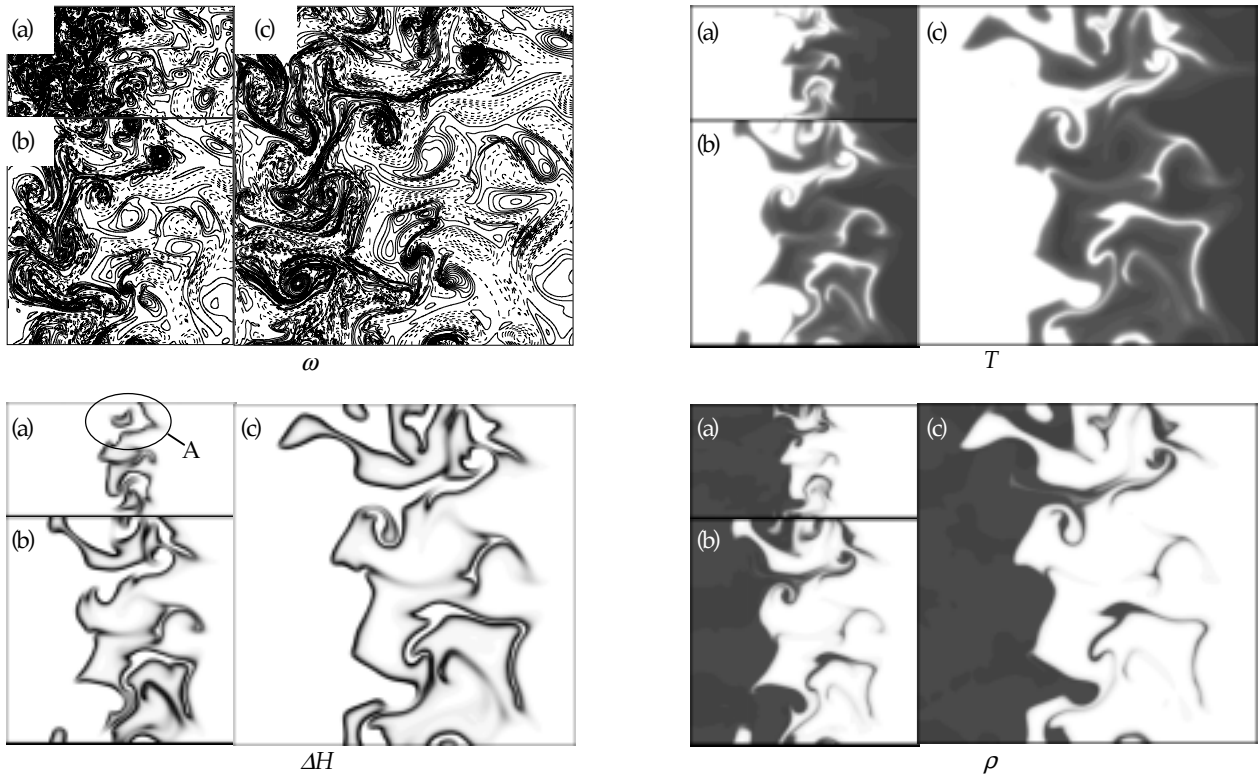


Fig. 3 Distributions of vorticity, heat release rate, temperature and density at $t=2.0\tau_i$. (a): $l/\delta_L=2.42$, (b): $l/\delta_L=4.84$, (c): $l/\delta_L=7.26$.

$$S_r = -\frac{1}{\rho_u Y_{H_2} L_y} \int \int w_{H_2} dx dy \quad (4)$$

ここで、時間 t は初期乱流場の eddy turnover time を用いて無次元化されている。図 2 から、時間の経過とともに乱流燃焼速度は増加し、未燃予混合気の乱流場の積分長が長いほど乱流燃焼速度が大きくなることがわかる。 $l/\delta_L=7.26$ の場合、乱流燃焼速度は $t=1.8\tau_i$ を越えると増加率は低下し、 $t=2.2\tau_i$ 以降では約 $9.5S_L$ でほぼ一定値を示している。 $l/\delta_L=4.84$ の場合、 $t=1.8\tau_i$ を越えると $l/\delta_L=7.26$ の場合と同様に乱流燃焼速度の増加率は低下するが、その後も乱流燃焼速度は増加し続けている。 l/δ_L が最も小さな場合、乱流燃焼速度は時間に対してほぼ線形に増加し続けている。本研究では、 $t=2.0\tau_i$ の計算結果を用いて、乱流予混合火炎の諸特性に対する乱流特性長さの影響を検討する。

図 3 は、 $t=2.0\tau_i$ における渦度、熱発生率、温度及び密度の分布を示している。ここで、渦度の等値線は、実線が正の値を、破線が負の値を示している。また、等値線の間隔は、 $l/\delta_L=2.42$ の場合 $\Delta\omega=9,000[1/s]$ 、 $l/\delta_L=4.84$ の場合 $\Delta\omega=6,000[1/s]$ 、 $l/\delta_L=7.26$ の場合 $\Delta\omega=3,000[1/s]$ である。熱発生率、温度及び密度の分布は、白が最小値、黒が最大値に対応する。乱流強度の影響に関する以前の研究⁽¹⁷⁾と同様に、未燃側に存在する渦は火炎面を通過する際に急速に減衰しているが、一部の未燃側の渦は既燃側深くまで侵入し、火炎面を複雑に湾曲させている。熱発生率、温度及び密度の分布から、火炎面の大きな変動パターンは l/δ_L が異なってもほぼ相似であり、それらは l/δ_L に大きく依存しないことがわかる。以前の研究⁽¹⁷⁾では、火炎面が存在している火炎帯の幅は乱流強度に大きく依存しないことを示し

た。図 3 から、火炎帯は l/δ_L の増加とともに広がっており、未燃予混合気の乱流特性長さ火炎帯幅を決定する重要な要素であることがわかる。また、すべての場合について既燃側に分離された未燃予混合気塊が形成されている。これらの未燃予混合気塊の形成は、Chen らによるメタン・空気乱流予混合火炎の DNS⁽¹¹⁾ や著者らの以前の研究⁽¹⁷⁾においても報告されている。

火炎面の細部に関しては l/δ_L に依存しており、 l/δ_L が大きいほど火炎面は火炎面付近に存在する渦に巻き込まれるようになり、より複雑な形状を有している。これは、 l/δ_L が小さい場合、渦の大きさに対して火炎厚さが厚くなるため、渦が火炎面を巻き込むことが物理的に困難になるためである。さらに、3.2 節で示すように、 l/δ_L が小さい場合大きな歪み速度が火炎面に作用し、局所的な消炎が生じる⁽¹³⁾⁽¹⁷⁾。

以前の研究⁽¹⁷⁾では、 $l/\delta_L=4.84$ 、 $u'_{rms}/S_L=30.0$ の DNS 結果から、熱発生率の大きなシート状の火炎面が幾重にも折り畳まれた比較的温度的高い領域が形成され、そのような火炎形態は distributed reaction zone に分類される乱流予混合火炎である可能性があることを示した。本研究で対象とした $l/\delta_L=2.42$ 、 $u'_{rms}/S_L=20.0$ の場合には、図 3 の A に示すように熱発生率の大きな火炎面は比較的滑らかで連続的であるのに対して、温度と密度分布が非常に複雑な分布を示す領域が形成されている。図 4 は図 3 の A の領域における火炎構造を示している。図に示すように、OH、H、O などの主要な中間生成物の質量分率は、熱発生率と同様に比較的滑らかな分布を示しているが、火炎前縁で生成される HO_2 や H_2O_2 の質量分率は温度及び密度と同様に

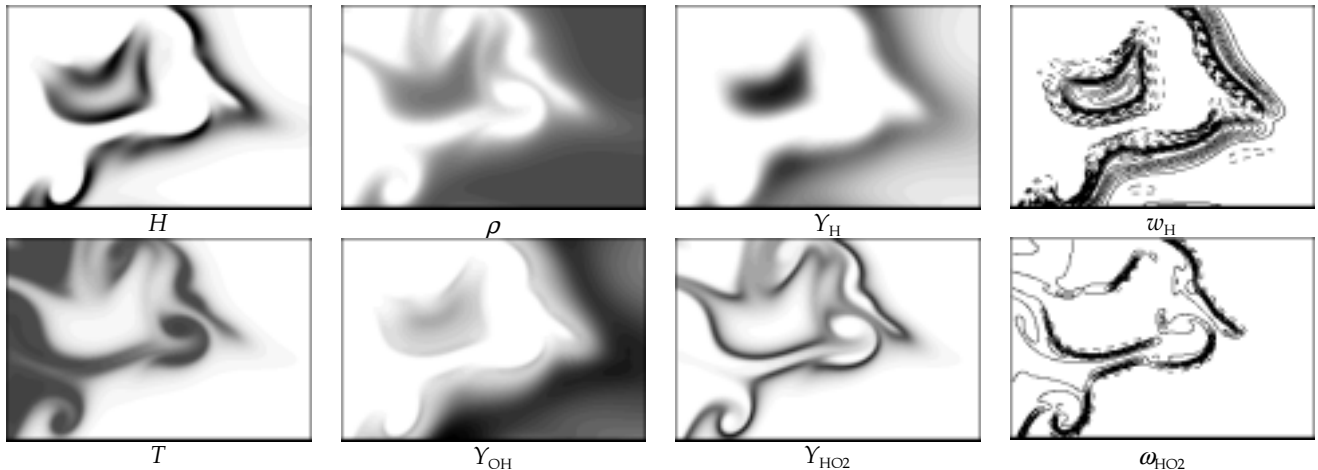


Fig. 4 Local flame structure for the case with small l/δ_L . ΔH : heat release rate, ρ : density, T : temperature, Y_{OH} : OH mass fraction, Y_H : H mass fraction, Y_{HO_2} : HO_2 mass fraction, ω_H : H reaction rate and ω_{HO_2} : HO_2 reaction rate.

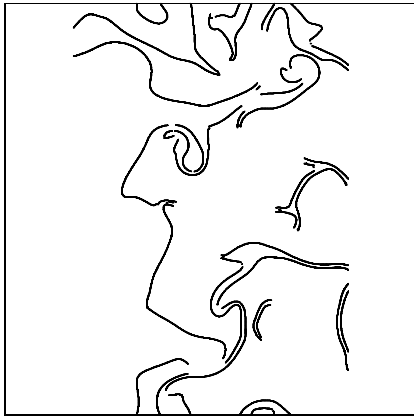


Fig. 5 Flame front defined by the local temperature gradients ($l/\delta_L = 7.26$).

渦によって湾曲を受けた複雑な分布を示している。

これらの差違は、中間生成物の反応速度に依存するものと考えられる。図 4 に示すように O 原子等の主要な中間生成物の反応帯の厚さは渦のスケールに比べて厚く、渦運動によって生じる温度と密度の小さな変動に追従できない。これに対して、 HO_2 等の反応帯が薄い中間生成物は温度と密度の変動に追従できるため、それらと同様な分布を示す。しかし、このような小さな変動に OH, H, O などの主要な中間生成物の反応が追従できないため、これらの領域で火炎は維持できず未燃側に既燃予混合塊が形成される。このような未燃側の既燃予混合気塊は l/δ_L が小さい場合にのみ観察される。このような火炎構造は、従来予測されている well stirred reaction zone に対応する可能性がある。 l/δ_L がさらに小さい場合、反応速度の速いこれらの中間生成物も渦運動に追従することが困難になることが予想されるが、そのような条件での火炎構造については今後の課題である。

3. 2 火炎要素の統計的性質

局所的な火炎構造に対する l/δ_L の影響を明らかにするために、DNS 結果から局所的な火炎要素を抽出し、それらの統計的性質を検討する。本研究では、火炎面を以前の研究⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽¹⁷⁾と同様に $(\partial T / \partial n)_{\max}$ により定義した。ここで、 n は火

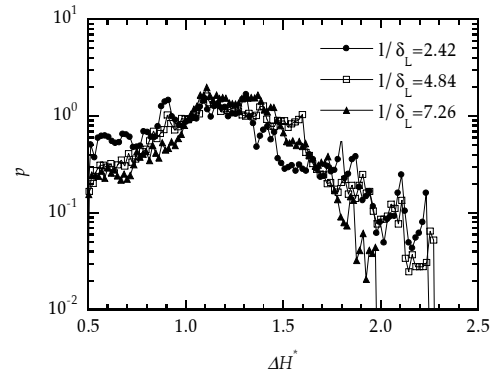


Fig. 6 Probability density functions of the local heat release rate.

炎面に対して法線方向の単位ベクトルである。図 5 は $l/\delta_L = 7.26$ の場合について $t = 2.0\tau_t$ の DNS 結果から決定された火炎面を示している。決定された火炎面は、図 3 に示した温度と密度が急激に変化する位置と非常に良く対応している。

図 6 は、各火炎要素の最大熱発生率の確率密度関数を示している。ここで、最大熱発生率は層流火炎の最大熱発生率 (ΔH_L) を用いて無次元化されている。以下、*を付した物理量は層流燃焼速度、層流火炎厚さ及び層流火炎の最大熱発生率を用いて無次元化されている。すべての場合について、最大熱発生率の確率密度関数がピークを示す値は、層流火炎の熱発生率よりも大きい。以前の研究⁽¹⁷⁾では、一定の l/δ_L に対して、熱発生率の最頻値は u'_{rms}/S_L の増加とともに小さくなる傾向にあることを示した。本研究で対象とした u'_{rms}/S_L が一定で l/δ_L を変化させた場合、局所熱発生率の最頻値は層流火炎の最大熱発生率の約 1.3 倍程度でほとんど変化していない。このように l/δ_L が異なっても熱発生率の最頻値はほとんど変化しないが、熱発生率の分散は l/δ_L が小さいほど大きくなる。すなわち、火炎要素の熱発生率の最大値は l/δ_L が小さいほど大きくなり、 $l/\delta_L = 2.42$ の場合には層流火炎の約 2.3 倍と非常に大きな熱発生率を持つ火炎要素が存在する。小さな熱発生率を示す火炎要素の存在確率も l/δ_L の減少とともに増加する。火炎面に沿って平均した熱発生率は、 $l/\delta_L = 2.42$, 4.84, 7.26 の場合に対してそれぞれ $1.16 \Delta H_L$, $1.22 \Delta H_L$ 及び $1.21 \Delta H_L$ であり、 l/δ_L が異なってもほとんど変化しない。し

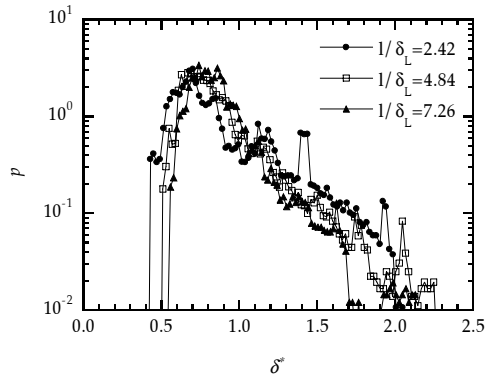


Fig. 7 Probability density functions of the local flame thickness.

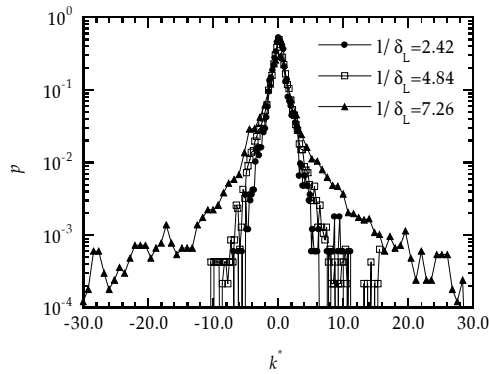


Fig. 8 Probability density functions of the curvature of the flame front.

かし、上述のように個々と火炎要素の熱発生率は異なっている。

図7は、次のように定義される局所火炎厚さの確率密度関数を示している。

$$\delta = (T_b - T_u) / \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\max}, \quad (5)$$

ここで、図中の火炎厚さは層流火炎の火炎厚さを用いて無次元化されている。乱流中の火炎厚さの最頻値は、 $1/\delta_L$ の低下とともに減少する傾向にある。すなわち、乱流の積分長が層流火炎厚さに比べて短いほど、平均的に薄い火炎要素が形成されるようになる。さらに、最小火炎厚さも $1/\delta_L$ の低下とともに小さくなり、 $1/\delta_L = 2.42$ の場合には層流火炎の半分以下の厚さを持つ非常に薄い火炎要素が形成されている。また、 $1/\delta_L$ の低下とともに、厚い火炎要素の存在確率もわずかながら増加する傾向にある。このため、平均火炎厚さは、 $1/\delta_L = 2.42, 4.84, 7.26$ の場合に対してそれぞれ $0.87 \delta_L$, $0.85 \delta_L$ 及び $0.87 \delta_L$ となり、乱流特性長さが異なっても火炎厚さの平均値はほとんど変化しない。

図8は火炎面の曲率の確率密度関数を示している。ここで、曲率は既燃側に凸を正とした。すべての場合について、曲率の確率密度関数はほぼ零でピークを示しており、曲率の絶対値が小さな範囲 ($|k^*| < 5$) では、 $1/\delta_L$ が異なっても確率密度関数は非常に良く一致している。しかし、曲率の絶対値が大きな火炎要素の確率は $1/\delta_L$ に依存しており、 $1/\delta_L$ が大きい場合非常に大きな曲率、すなわち鋭く折れ曲がった火炎要素が形成されている。これは、図3に示した火炎構造の可視化結果とも一致している。

図9は、乱流運動により火炎面の接線方向に作用する歪み速度の確率密度関数を示している。接線方向歪み速度は次のように定義される⁽²³⁾。

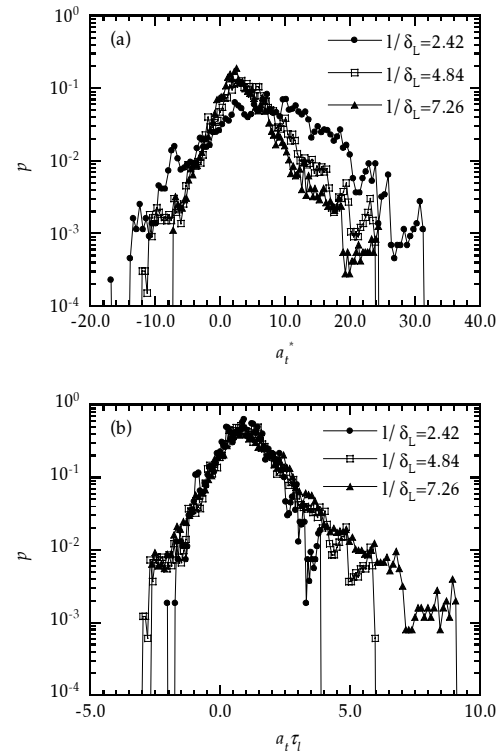


Fig. 9 Probability density functions of the tangential strain rate at the flame fronts normalized by the laminar flame thickness and laminar burning velocity (a) and by the integral length scale and turbulence intensity (b).

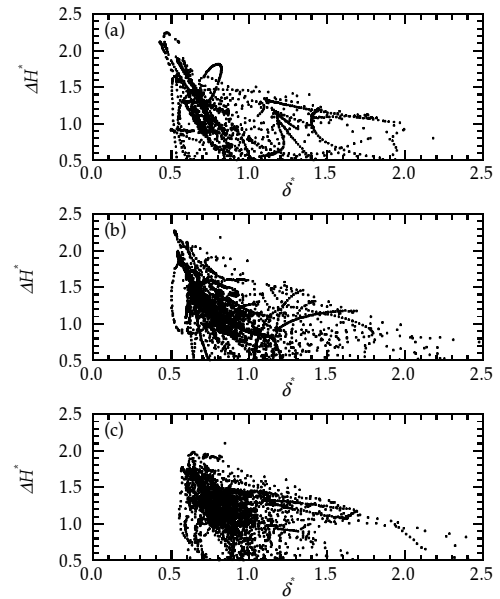


Fig. 10 Scatter plots of the local heat release rate and the local flame thickness. (a): $1/\delta_L = 2.42$, (b): $1/\delta_L = 4.84$, (c): $1/\delta_L = 7.26$.

$$a_t = \mathbf{tt} : \nabla \mathbf{u}, \quad (6)$$

ここで、 $\mathbf{t}$ は火炎面に対して接線方向の単位ベクトルである。接線方向歪み速度は伸張を正とし、図9(a)では層流火炎厚さと層流燃焼速度を用いて、図9(b)では乱流強度と積分長を用いて無次元化されている。これらは、それぞれ火炎の時間スケール ($\tau_f = \delta_L / S_L$) と乱流場の時間スケール (τ_t) の逆数を用いて無次元化したことに対応する。以前の研究と同様に⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽¹⁷⁾,

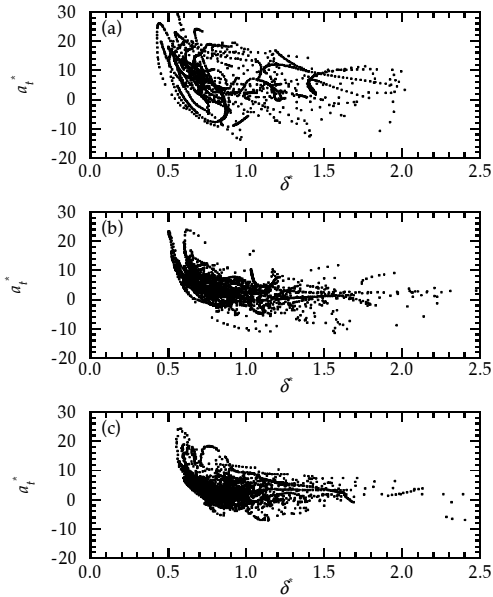


Fig. 11 Scatter plots of the tangential strain rate and the local flame thickness. (a): $l/\delta_L = 2.42$, (b): $l/\delta_L = 4.84$, (c): $l/\delta_L = 7.26$.

火炎面に作用する接線方向歪み速度の確率密度関数は、正の値でピークを示しており、平均的に火炎面が接線方向に伸張を受けていることがわかる。また、図 9(a)から l/δ_L の低下とともに確率密度関数がピークを示す歪み速度とその分散は大きくなることがわかる。この傾向は、一定の l/δ_L の条件下で u'_{rms}/S_L を増加させた場合と同様である⁽¹⁷⁾。図 9(b)からわかるように、乱流特性長さが異なる場合でも接線方向歪み速度の最頻値は、乱流場の時間スケールを用いて整理することができ、ほぼ $a_t = 1/\tau_l$ となる。また、このように無次元化した場合、歪み速度の確率密度関数の形状もほぼ一致する。この結果も、以前の l/δ_L が一定で u'_{rms}/S_L が異なる場合の結果⁽¹⁷⁾と一致していることから、乱流予混合火炎の火炎要素に作用する歪み速度は、未燃側の乱流場の特性により決定されていることがわかる。

図 10 は火炎要素の最大熱発生率と火炎厚さの関係を示している。すべての場合について、薄い火炎要素ほど大きな熱発生率を示す傾向にあることがわかる。また、 l/δ_L の低下とともに最も大きな熱発生率を示す火炎要素は薄くなり、それらの熱発生率も大きくなる。 $l/\delta_L = 2.42$ の場合、最も薄い火炎要素の厚さは約 $0.4\delta_L$ であり、 $2.2\Delta H_L$ 以上の非常に大きな熱発生率を示す。図 11 は局所火炎厚さと接線方向歪み速度の関係を示している。以前の研究⁽¹⁷⁾で示したように、 $u'_{rms}/S_L = 10.0$ を越えるような高乱流強度の予混合火炎では、火炎要素の厚さと火炎面に作用する接線方向歪み速度の間に強い相関があり、薄い火炎要素ほど接線方向に強い伸張を受けている。図 11(a)からわかるように、この関係は l/δ_L が小さい場合についても成り立っている。ただし、 l/δ_L が小さいほど、同じ大きさの接線方向歪み速度が作用している火炎要素であっても、火炎厚さの分散は大きくなる。

図 12 は局所熱発生率と接線方向歪み速度の関係を示している。乱流強度に依らず、火炎要素の熱発生率と接線方向歪み速度の間には明確な相関があり、伸張を受けた火炎要素ほど大きな熱発生率を示すことが明らかにされている⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽¹⁷⁾。ただし、高乱流強度の場合には、 u'_{rms}/S_L の増加とともに大きな接線方向歪み速度を受けていながら、小さな熱発生率を示す火炎要素の存在確率も増加する⁽¹⁷⁾。図 12 からわかるように、 u'_{rms}/S_L を一定として l/δ_L を低下させた場合にも同じ

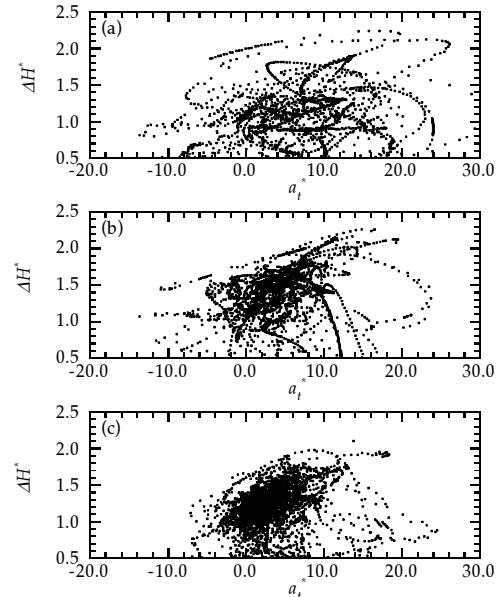


Fig. 12 Scatter plots of the local heat release rate and the tangential strain rate. (a): $l/\delta_L = 2.42$, (b): $l/\delta_L = 4.84$, (c): $l/\delta_L = 7.26$.

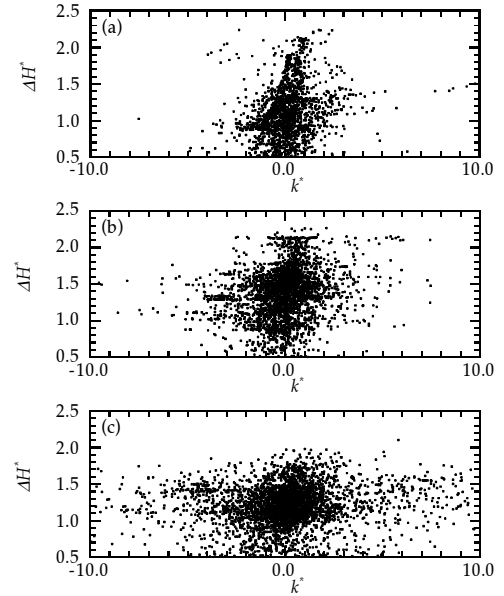


Fig. 13 Scatter plots of the local heat release rate and the curvature of the flame front. (a): $l/\delta_L = 2.42$, (b): $l/\delta_L = 4.84$, (c): $l/\delta_L = 7.26$.

傾向がある。これは、以前のメタン・空気乱流予混合火炎の DNS⁽¹³⁾において明らかにした強い接線方向歪み速度による乱流予混合火炎の局所消炎によるものである。

乱流強度の増加とともに、低乱流強度の場合に観察された火炎面の曲率と局所熱発生率の間の相関は失われる⁽¹⁷⁾。低乱流強度の場合、当量比 1 前後の予混合気では既燃側に凸の火炎要素ほど大きな熱発生率を示すが、当量比の小さな希薄側では逆に未燃側に凸の火炎要素ほど大きな熱発生率を示す⁽⁸⁾。図 13 は局所熱発生率と曲率の関係を示しているが、 u'_{rms}/S_L が一定の場合、 l/δ_L が小さくなると局所熱発生率と曲率の間に相関が現れている。すなわち、大きな曲率を持った火炎要素(既燃側に凸の火炎要素)ほど大きな熱発生率を示すようになる。

4. 結論

本研究では、乱流予混合火炎の火炎構造に対する乱流特性長さの影響を明らかにするために、窒素によって希釈した当量比 1, u'_{rms}/S_L の水素・空気乱流予混合火炎の直接数値計算を行い、以下のような結論を得た。

- (1) l/δ_L が小さくなると、熱発生率や O, H, OH などの主要な中間生成物は滑らかな分布を示し、温度、密度及び HO_2 や H_2O_2 等の反応速度の速い化学種は火炎面前縁で複雑な分布を示す火炎構造が形成される。これらの特徴は、乱流燃焼ダイアグラムにおける well stirred reaction zone の火炎構造の一端を表している可能性がある。
- (2) l/δ_L が小さい場合、局所火炎要素の熱発生率の分散は大きくなり、薄い火炎要素の出現確率が高くなる。しかし、火炎面に沿って平均した平均熱発生率と平均火炎厚さは l/δ_L にほとんど依存しない。
- (3) 局所熱発生率と局所火炎厚さ及び接線方向歪み速度との間に強い相関があり、火炎厚さが薄く接線方向に強い伸張を受けた火炎要素ほど大きな熱発生率を示す。しかし、 l/δ_L が小さくなるとこれらの相関は弱くなる傾向にある。これに対して、局所熱発生率と火炎面の曲率との間の相関は、 l/δ_L の減少とともに強くなる傾向にあり、既燃側に凸の火炎要素ほど大きな熱発生率を示すようになる。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費基盤研究(A)(No. 12305015)及び科学技術庁開放的融合研究「乱流制御による新機能熱流体システムの創出」に基づき、知的乱流制御研究センターの研究活動の一環として行われた。また、DNS を行うにあたり、東京大学情報基盤センターに多大なご協力を頂いた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) F. A. Williams: Combustion Theory, 2nd ed, Benjamin Cummings, (1985).
- (2) T. J. Poinso, D. Veynante and S. Candel: Diagrams of Premixed Turbulent Combustion based on Direct Simulation, Proc. Combust. Inst., 23 (1990), 613 ~ 619.
- (3) N. Peters, Length and Time Scales in Turbulent Combustion, Turbulent Reactive Flows, Eds. R. Borghi & S. N. B. Murthy, Lecture Notes in Engineering, 40 (1989), 242 ~ 256.
- (4) N. Peters, The Turbulent Burning Velocity for Large-scale and Small-scale Turbulence, J. Fluid Mech., 384 (1999), 107 ~ 132.
- (5) M. Baum, T. J. Poinso, D. C. Haworth and N. Darabiha: Direct Numerical Simulation of $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ Flames with Complex Chemistry in Two-Dimensional Turbulent Flows, J. Fluid Mech., 281 (1994), 1 ~ 32.
- (6) T. Miyauchi, M. Tanahashi, Y. Imamura and Y. Nada: Structure and Fractal Characteristics of H_2 -Air Turbulent Premixed Flames, Proc. 1st Asia-Pacific Conf. Combust., (1997) 278 ~ 281.
- (7) 店橋・宮内・名田・今村: 水素・空気乱流予混合火炎の局所構造, 日本機械学会論文集(B 編), 64-624 (1998), 2662 ~ 2668.
- (8) 店橋・宮内・名田: 水素・空気乱流予混合火炎における乱流と火炎の相互作用, 燃焼の科学と技術, 6 suppl. (1998), 13 ~ 22.
- (9) 宮内・店橋・名田: 水素・空気乱流予混合火炎の局所構造, 第 34 回伝熱シンポジウム講演論文集, (1997) 583 ~ 584.
- (10) T. Echekeki and J. H. Chen: Unsteady Strain Rate and Curvature Effects in Turbulent Premixed Methane-Air Flames, Combust. Flame, 106 (1996), 184 ~ 202.
- (11) J. H. Chen, T. Echekeki and W. Kollmann: The Mechanism of Two-dimensional Pocket Formation in Lean Premixed Methane-Air Flames with Implications to Turbulent Combustion, Combust. Flame, 116 (1998), 15 ~ 48.
- (12) D. Haworth, B. Cuenot, T. Poinso and R. Blint: Numerical Simulation of Turbulent Propane-Air Combustion with Non-Homogeneous Reactants, Bulletin of the American Physical Society, 43-9 (1998), 2062.
- (13) M. Tanahashi, T. Miyauchi, T. Saito and M. Shimamura: Local Extinction and NO_x Formation in Methane-Air Turbulent Premixed Flames, Proc. 2nd Asia-Pacific Conf. Combust., (1999) 500 ~ 503.
- (14) M. Tanahashi, T. Saito, Y. Takahashi and T. Miyauchi: DNS of Hydrocarbon-Air Turbulent Premixed Flames with Detailed Kinetic Mechanism, First SIAM Conference on Computational Science and Engineering, 2000.
- (15) M. Tanahashi, T. Miyauchi and Y. Nada: Fine Scale Structure of H_2 -Air Turbulent Premixed Flames, Turbulence and Shear Flow Phenomena-1, Eds. S. Banaerjee & J. K. Eaton, Begell House Inc., (1999), 59 ~ 64.
- (16) M. Tanahashi, M. Fujimura and T. Miyauchi: Coherent Fine Scale Eddies in Turbulent Premixed Flames, Proc. Combust. Inst., 28, (2000) in press.
- (17) 店橋・於・宮内: 高強度乱流予混合火炎の構造, 日本機械学会論文集(B 編), 印刷中.
- (18) E. Gutheil, G. Balakrishnan and F. A. Williams: Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems, Eds. N. Peter and B. Rogg, Springer-Verlag, (1993) 177 ~ 195.
- (19) R. J. Kee, F. M. Rupley and J. A. Miller: Chemkin-II: a Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics, Sandia Report, SAND89-8009B (1989).
- (20) R. J. Kee, G. Dixon-Lewis, J. Warnatz, M. E. Coltrin and J. A. Miller: A Fortran computer code package for the evaluation of gas-phase multicomponent transport properties, Sandia Report, SAND86-8246 (1986).
- (21) T. J. Poinso and S. K. Lele: Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, J. Comput. Phys., 101 (1992), 104 ~ 129.
- (22) M. Baum, T. Poinso and D. Thevenin: Accurate Boundary Conditions for Multicomponent Reactive Flows, J. Comput. Phys., 116 (1994), 247 ~ 261.
- (23) S. M. Candel and T. J. Poinso: Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area, Combust. Sci. Tech., 70 (1990), 1 ~ 15.