高強度乱流予混合火炎の構造*

店橋 護^{*1}, 於 云 林^{*2}, 宮内 敏雄^{*1}

Structure of High Intensity Turbulent Premixed Flames

Mamoru TANAHASHI, Yunlin YU and Toshio MIYAUCHI^{*3}^{*3} Dept. of Mechano-Aerospace Engineering, Tokyo Institute of Technology,
2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552 Japan

Direct numerical simulations of hydrogen-air turbulent premixed flames propagating in two-dimensional homogeneous isotropic turbulence are conducted to investigate the effects of turbulence intensity 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 turbulent intensities of 10.0, 20.0 and 30.0 times of the laminar burning velocity. Turbulent burning velocity increases with the increase of turbulence intensity. The flame fronts for the case of lowest turbulence intensity can be classified in the regime of 'wrinkled laminar flame', whereas those for the cases of higher turbulence intensities show the characteristics of 'distributed reaction zone'. The mean flame thickness increases and the mean heat release rate decreases with the increase of turbulence intensity. However, for the higher intensity cases, variances of local flame thickness and heat release rate become large where the minimum local flame thickness decreases and the maximum local heat release rate increases with the increase of turbulence intensity. The local flame thickness and local heat release rate are well correlated with the tangential strain rate at the flame front.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Numerical Analysis, Turbulence, Combustion, Premixed Flame, Direct Numerical Simulation, Detailed Kinetic Mechanism

1. 緒 論

乱流予混合火炎は、ガスタービン燃焼器等の多くの燃焼器で頻繁に観察される現象であり、これらの詳細な構造を解明し、高精度乱流燃焼モデルを構築することは、高効率燃焼器の設計・開発において非常に重要である。従来、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 や distributed reaction zone 等に分類される⁽¹⁾⁽²⁾。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 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ものと考えられている。しかし、実際に distributed reaction

zone 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であるためである。

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⁽³⁾は詳細化学反応機構を用いて水素・酸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場の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⁽⁴⁾⁽⁵⁾や火炎面のフラクタル特性⁽⁴⁾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⁽⁶⁾⁽⁷⁾を明らかにした。また、Echekki と Chen⁽⁸⁾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・

* 原稿受付 2000年1月19日。

^{*1} 正員, 東京工業大学工学部 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山2-12-1)。^{*2} 東京工業大学大学院。

E-mail: tmiyauch@mes.titech.ac.jp

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⁽⁹⁾。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⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾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⁽¹²⁾⁽¹³⁾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 は比較的低乱流強度の場合を対象としており、distributed reaction zone の存在の有無を検証し、その構造を明らかにするまでには至っていない。そこで、本研究では、高乱流強度の水素・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、乱流強度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。

2. 記号

- a_i : 接線方向の歪み速度
- B_k : 素反応 k の頻度因子中の定数
- $c_{p,i}, c_{v,i}$: 化学種 i の定圧比熱と定積比熱
- D_{im} : 混合気に対する化学種 i の拡散係数
- E_k : 素反応 k の活性化エネルギー
- h_i : 化学種 i の比エンタルピー
- k : 火炎面の曲率
- P : 応力テンソル (式(5))
- p : 圧力
- R_0 : 一般気体定数
- R_i : 化学種 i の気体定数
- S_L, S_T : 層流燃焼速度, 乱流燃焼速度
- t : 時間
- T : 温度
- U : 単位テンソル
- u : 速度
- V_i : 化学種 i の拡散速度
- W_i : 化学種 i の分子量
- w_i : 化学種 i の反応速度
- X_i, Y_i : 化学種 i のモル分率と質量分率
- z : 火炎面
- α_k : 素反応 k の頻度因子中の温度の次数
- ΔH : 熱発生率
- δ_L : 層流火炎厚さ
- λ : 混合気体の熱伝導率
- μ : 混合気体の粘性係数
- $\nu'_{i,k}, \nu''_{i,k}$: 素反応 k における化学種 i の反応物及び生成物としての化学量論係数

ρ, ρ_i : 混合気の密度, 化学種 i の密度

τ_p, τ_t : 火炎の時間スケール, 乱流場の時間スケール

3. 水素・空気乱流予混合火炎の直接数値計算

3.1 基礎方程式 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し、次のような質量、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する⁽¹⁴⁾。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho u] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho u u] = -\nabla \cdot P, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho u T] &= \frac{1}{c_v} \nabla \cdot [\lambda \nabla T] \\ &- \frac{1}{c_v} \sum_{i=1}^N (\rho Y_i V_i c_{p,i} \nabla T) - \frac{T}{c_v} \sum_{i=1}^N [R_i \nabla \cdot (\rho Y_i V_i)] \\ &- \frac{1}{c_v} P : (\nabla u) - \frac{1}{c_v} \sum_{i=1}^N (h_i w_i) + \frac{T}{c_v} \sum_{i=1}^N (R_i w_i), \quad (3) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + u \cdot \nabla Y_i = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho Y_i V_i) + \frac{w_i}{\rho}, \quad i=1, 2, \dots, N \quad (4)$$

ここで、

$$P = \left[p + \frac{2}{3} \lambda (\nabla \cdot u) \right] U - \mu [(\nabla u) + (\nabla u)^T], \quad (5)$$

$$q = -\lambda \nabla T + \sum_{i=1}^N h_i Y_i V_i, \quad (6)$$

$$\bar{c}_v = \sum_{i=1}^N c_{v,i} Y_i, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} w_i &= W_i \sum_{k=1}^N (\nu''_{i,k} - \nu'_{i,k}) B_k T^{\alpha_k} \\ &\times \exp \left(-\frac{E}{R^0 T} \right) \prod_{i=1}^N \left(\frac{X_i p}{R^0 T} \right)^{\nu'_{i,k}}, \quad i=1, 2, \dots, N \quad (8) \end{aligned}$$

$$p = \rho R^0 T \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_i}{W_i} \right), \quad (9)$$

$$R_i = \frac{R^0}{W_i}, \quad i=1, 2, \dots, N \quad (10)$$

$$X_i = \frac{Y_i / W_i}{\sum_{j=1}^N (Y_j / W_j)}, \quad i=1, 2, \dots, N \quad (11)$$

である。

3.2 計算方法 本研究では、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

Fig.1 Geometry of the flow field used in the present study.

Table 1 Numerical parameters of direct numerical simulations of hydrogen-air turbulent premixed flames.

No.	u'_{rms}/S_L	Re_l	Re_λ	l/δ_L	$N_x \times N_y$
1	10.0	535	203	4.88	789×512
2	20.0	1303	401	4.84	1153×768
3	30.0	1971	595	4.82	1537×768

細化学反応機構⁽¹⁵⁾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⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾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。

図1は本研究で対象とした流れ場を示している。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⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾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。流入速度条件は次のように与えた。

$$u_{in}(y, t) = S_L + u'(y, t) \quad (12)$$

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。

$$S_L = -\frac{1}{\rho_u Y_{H_2, u}} \int w_{H_2} dx \quad (13)$$

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

Fig.2 Developments of turbulent burning velocity.

$$\delta_L = (T_b - T_u) / \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{\max} \quad (14)$$

ここで、下付き添字 b は既燃側の物理量を示す。一様等方性乱流の速度場には、初期条件の影響が無くなり十分発達した1 eddy turnover time ($\tau_l = l_0 / u'_{rms,0}$)における結果を用いた。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。

計算は $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ の領域を対象とし、表1に示すような条件で計算を行った。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、 N_x と N_y はそれぞれ x 方向と y 方向の格子点数である。本研究では、積分長と層流火炎厚さの比を約4.8に固定し、層流燃焼速度に対する乱流強度の比が10.0, 20.0及び30.0の場合について計算を行った。

4. 高強度乱流予混合火炎の構造

4.1 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。

$$S_t = -\frac{1}{\rho_u Y_{H_2, u} L_y} \int \int w_{H_2} dx dy. \quad (15)$$

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、 $t > 2.3 \tau_l$ では乱流強度の増加とともに乱流燃焼速度は増大していることがわかる。初期過程 ($t < 1.4 \tau_l$) では、最も乱流強度の低い $u'_{rms}/S_L = 10.0$ の場合の方が $u'_{rms}/S_L = 20.0$ と 30.0 の高乱流強度の場合よりも大きな乱流燃焼速度を示している。 $u'_{rms}/S_L = 10.0$ の場合、乱流燃焼速度は $t = 1.4 \tau_l$ においてピークを示した後、約 $5.1 S_L$ でほぼ一定となっている。 $u'_{rms}/S_L = 20.0$ と 30.0 の場合、乱流燃焼速度は、本計算の期間内で上昇し続けている。 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ の場合の乱流燃焼速度は、 $t = 2.3 \tau_l$ において $u'_{rms}/S_L = 20.0$

Fig.3 Distributions of vorticity, heat release rate, temperature and density at $t=2.0\tau$. (a): $u'_{rms}/S_L=10.0$, (b): $u'_{rms}/S_L=20.0$, (c): $u'_{rms}/S_L=30.0$.

の場合よりも大きくなり、計算の最終時刻においては約 $8.1 S_L$ となっている。本研究では、 $t=2.0\tau$ 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強度の影響を検討する。

図3は、 $t=2.0\tau$ 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、 $u'_{rms}/S_L=10.0$ の場合 $\Delta\omega=3,000[1/s]$ 、 $u'_{rms}/S_L=20.0$ の場合 $\Delta\omega=6,000[1/s]$ 、 $u'_{rms}/S_L=30.0$ の場合 $\Delta\omega=9,000[1/s]$ 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。すべての場合について、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、以前の低乱流強度の場合⁽⁵⁾⁽⁶⁾に比べて、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。 $u'_{rms}/S_L=10.0$ の場合、火炎面は大きく湾曲しているが、比較的滑らかで連続的に変化している。このことから、 $u'_{rms}/S_L=10.0$ の場合に形成される火炎面は wrinkled laminar flame の領域にあると考えられる。これに対して、 u'_{rms}/S_L の増加とともに、火炎面は火炎面付近に存在する強い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。このように u'_{rms}/S_L の増加とともに局所的な火炎面の複雑さは増すが、火炎面が存在している火炎帯の幅は u'_{rms}/S_L に大きく依存しない。

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⁽⁹⁾によるメタン・空気乱流予混合火炎の DNS においても報告されている。既燃側の未燃予混合気塊の形状は、 u'_{rms}/S_L の増加とともに複雑な形状を示し、より細く長い形状を持つようになる。これは、 u'_{rms}/S_L が大きいほど、未燃予混合気塊周囲に存在する渦の強度が強くなるためである。

図4は、 $u'_{rms}/S_L=30.0$ の場合について、未燃予混合気塊が存在する領域付近の熱発生率、渦度及び次のような渦度輸送方程式のパロクリニック・トルク項の分布を示している。

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla)u - \omega(\nabla u) + \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} + \mu \nabla^2 \omega + \nabla^2 u \times \nabla \mu, \quad (16)$$

ここで、右辺第三項がパロクリニック・トルク項である。また、右辺第一項は二次元場を対象としているため零であり、第二項の膨張項、第四項と第五項の粘性

Fig.4 Magnified views of heat release rate, vorticity and Baroclinic torque near the unburned pocket for $u'_{rms}/S_L = 30.0$ at $t = 2.0\tau_i$.

Fig.5 Magnified views of heat release rate, vorticity and temperature where the flame front becomes very complicated for $u'_{rms}/S_L = 30.0$ at $t = 2.0\tau_i$.

項はバロクリニック・トルク項に比べて非常に小さい。未燃予混合気塊の周囲で、渦度は比較的大きな値を示し、未燃予混合気塊を取り囲むように、大きなバロクリニック・トルクが発生している。バロクリニック・トルクの分布と渦の外縁部は比較的良好に対応しており、このバロクリニック・トルクによる渦度の生成により、既燃側での渦度の減衰が抑制されるとともに渦形状も変化する。

図5は、 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ の場合について、火炎面が非常に複雑となる領域における渦度、熱発生率及び温度の分布を示している。熱発生率の分布から、火炎面が幾重にも折り畳まれていることがわかる。さらに、火炎面が大きく湾曲した部分において熱発生率は急激に減少し、局所的な消炎が起こっている。これらの局所消炎は同程度の u'_{rms}/S_L のメタン・空気乱流予混合火炎においても観察されており⁽¹¹⁾、非常に強い渦運動に起因して火炎面に作用する大きな歪み速度によって生じている。また、このように火炎面が折り畳まれた領域では、温度は比較的高い値を示す。このような火炎構造は、 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ の場合に形成される火炎が wrinkled laminar flame の領域ではなく、高乱流強度の場合に予測されている distributed reaction zone の領域に分類されることを示唆している。

4. 2 火炎要素の統計的性質 局所的な火炎構造に対する u'_{rms}/S_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、次のように火炎面を定義した。

$$z = \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\max} \quad (17)$$

ここで、 n は火炎面に対して法線方向の単位ベクトル

Fig.6 Flame fronts defined by the local temperature gradients at $t = 2.0\tau_i$.

Fig.7 Probability density functions of the maximum heat release rate in the local flame element in turbulence at $t = 2.0\tau_i$.

である。図6はそれぞれの場合について $t = 2.0\tau_i$ 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5に示したように、 u'_{rms}/S_L の増加とともに火炎構造は複雑となり、局所的な消炎により火炎面は不連続となる。火炎面が不連続となる領域で、温度勾配は層流火炎の30%以下に低下し、それらを火炎面として取り扱うことは困難となる。

図7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。しかし、 u'_{rms}/S_L の増加とともに、熱発生率の最頻値は小さくなる傾向にあり、 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ の場合には

Fig.8 Probability density functions of the flame thickness of the local flame element in turbulence at $t=2.0\tau_t$.

Fig.9 Probability density functions of the curvature of the flame front in turbulence at $t=2.0\tau_t$.

層流火炎の約 1.2 倍である。このように u'_{rms}/S_L の増加とともに熱発生率の最頻値は減少するが、熱発生率の分散は大きくなる。また、火炎要素の熱発生率の最大値は u'_{rms}/S_L の増加とともに大きくなり、 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ の場合には層流火炎の約 2.5 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 u'_{rms}/S_L の増加とともに増加し、最も大きな u'_{rms}/S_L の場合では層流火炎の 50% 程度の熱発生率を持つ火炎要素の存在確率が比較的高くなる。火炎面に沿って平均した熱発生率は、 $u'_{rms}/S_L = 10.0, 20.0, 30.0$ の場合に対してそれぞれ $1.5 \Delta H_L$, $1.2 \Delta H_L$ 及び $0.92 \Delta H_L$ であり、乱流強度が高いほど平均的には小さな熱発生率を示すが、上述のように個々の火炎要素の熱発生率は大きく異なる。

図 8 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。

$$\delta = (T_b - T_u) / \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\max} \quad (18)$$

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、 $u'_{rms}/S_L = 10.0$ の場合約 $0.85 \delta_L$ であり、 u'_{rms}/S_L の増加とともに減少する。すなわち、乱流強度が高い場合ほど、薄い火炎要素が形成されるようになる。さらに、最小

Fig.10 Probability density functions of the tangential strain rate at the flame front in turbulence at $t=2.0\tau_t$. (a): the tangential strain rate is normalized by the flame time, (b): is normalized by the eddy turnover time.

火炎厚さも u'_{rms}/S_L の増加とともに小さくなり、 $u'_{rms}/S_L = 30.0$ 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、 u'_{rms}/S_L の増加とともに、厚い火炎要素の存在確率も増加する。このため、平均火炎厚さは、 $u'_{rms}/S_L = 10.0, 20.0, 30.0$ の場合に対してそれぞれ $0.85 \delta_L$, $0.93 \delta_L$ 及び $0.97 \delta_L$ となり、乱流強度が高いほど火炎厚さの平均値は大きくなる。

$t=2.0\tau_t$ における火炎長さは、 $u'_{rms}/S_L = 10.0, 20.0, 30.0$ のそれぞれの場合に対して平面層流火炎長さの約 3.6 倍、6.5 倍及び 8.1 倍である。しかし、図 2 に示したように、乱流燃焼速度は火炎長さの増大ほど上昇していない。これは、上述のように乱流中での火炎要素の特性が層流火炎と大きく異なるためである。

図 9 は火炎面の曲率の確率密度関数を示している。ここで、曲率は既然側に凸を正とした。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、 u'_{rms}/S_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。曲率の絶対値が大きな火炎要素の確率は u'_{rms}/S_L に依存しているが、 u'_{rms}/S_L に対する明確な傾向は観察されない。

図 10 は、乱流運動により火炎面の接線方向に作用す

Fig.11 Scatter plots of local heat release rate and the local flame thickness at $t=2.0\tau_i$. (a): $u'_{rms}/S_L = 10.0$, (b): 20.0, (c): 30.0.

Fig.12 Scatter plots of tangential strain rate and the local flame thickness at $t=2.0\tau_i$. (a): $u'_{rms}/S_L = 10.0$, (b): 20.0, (c): 30.0.

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⁽²⁰⁾。

$$a_t = t t : \nabla u, \quad (19)$$

ここで、 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 10(a)では層流火炎厚さと層流燃焼速度を用いて、図 10(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($\tau_i = \delta_L/S_L$)と乱流場の時間スケール(τ)の逆数を用いて無次元化したことに対応する。図 10(a)から、火炎面に作用する接線

Fig.13 Scatter plots of heat release rate and tangential strain rate at the flame front at $t=2.0\tau_i$. (a): $u'_{rms}/S_L = 10.0$, (b): 20.0, (c): 30.0.

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、 u'_{rms}/S_L の増加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。図 10(b)に示したように、乱流強度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 $a_t = 1/\tau$ となる。この場合、歪み速度の確率密度関数の形状もほぼ一致する。

図 11 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、 u'_{rms}/S_L の増加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。 $u'_{rms}/S_L=30.0$ の場合、最も薄い火炎要素の厚さは $0.4\delta_L$ であり、 $2.5\Delta H_L$ 以上の非常に大きな熱発生率を示す。しかし、乱流強度が強いほど、火炎厚さが比較的薄く、小さな熱発生率を示す火炎要素の存在確率も増加している。図 12 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。乱流中での火炎要素の厚さは、火炎面に作用する接線方向歪み速度と強い相関があり、薄い火炎要素ほど接線方向に強い伸張を受けている。ただし、 u'_{rms}/S_L が大きいほど、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 13 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。以前の低乱流強度の場合と同様に⁽⁵⁾⁽⁶⁾、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。しかし、図 11 に示した火炎厚さと同様に、 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している。これは、以前のメタン・空気乱流予混合火炎の DNS⁽¹¹⁾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。

以前の低乱流強度予混合火炎に関する研究⁽⁵⁾⁽⁶⁾において、火炎面の曲率と局所熱発生率の間に明確な相関が存在することを明らかにした。しかし、本研究で対象とした高乱流強度の場合、火炎面の曲率と局所熱発生率の間に明確な相関は存在しない。

5. 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強度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 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) $u'_{rms}/S_L=10.0$ の乱流予混合火炎の火炎面は比較的滑らかで、かつ連続的であり、wrinkled laminar flames に分類できる。 u'_{rms}/S_L の増加とともに、火炎面は複雑さを増し、 $u'_{rms}/S_L=30.0$ の場合の火炎面は distributed reaction zone に分類できる。

(2) 乱流強度の増加とともに、乱流中での最小火炎厚さは減少し、最大熱発生率と火炎長さは増加する。しかし、高乱流強度の場合、火炎厚さが厚く小さな熱発生率を示す火炎要素が形成されるため、乱流強度の増加とともに平均火炎厚さは厚くなり、平均熱発生率は低下する。

(3) 高乱流強度の場合、局所熱発生率と局所火炎厚さ及び接線方向歪み速度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。

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*, 23rd Symp. (Int.) Combust., The Combustion Institute, (1990), 613~619.
- (3) M. Baum, T. J. Poinso, D. C. Haworth and N. Darabiha, *Direct Numerical Simulation of $H_2/O_2/N_2$ Flames with Complex Chemistry in Two-Dimensional Turbulent Flows*, J. Fluid Mech., **281** (1994), 1~32.
- (4) 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.
- (5) 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.
- (6) 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.
- (7) 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.
- (8) T. Echekeki and J. H. Chen, *Unsteady Strain Rate and Curvature Effects in Turbulent Premixed Methane-Air Flames*, Combust. Flame, **106** (1996), 184~202.
- (9) 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.
- (10) 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.
- (11) M. Tanahashi, T. 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.
- (12) 店橋・宮内・名田, 水素・空気乱流予混合火炎の三次元構造, 第 35 回伝熱シンポジウム講演論文集, (1998), 545~546.
- (13) 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.
- (14) T. Miyauchi, M. Tanahashi, K. Sasaki and T. Ozeki, *Vortex-Flame Interaction in Turbulent Diffusion flames*, Transport Phenomena in Combustion **2**, Ed. S. H. Chan, Taylor & Francis, (1996) 1095~1105.
- (15) 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.
- (16) 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).
- (17) 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).
- (18) T. J. Poinso and S. K. Lele, *Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows*, J. Comput. Phys., **101** (1992), 104~129.
- (19) M. Baum, T. Poinso and D. Thevenin, *Accurate Boundary Conditions for Multicomponent Reactive Flows*, J. Comput. Phys., **116** (1994), 247~261.
- (20) S. M. Candel and T. J. Poinso, *Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area*, Combust. Sci. Tech., **70** (1990), 1~15.