DNSに基づく乱流予混合燃焼の特性解明 Properties of Turbulent Premixed Combustion based on DNS database

錦慎之助,名工大院,〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: nishiki@yuki.mech.nitech.ac.jp 長谷川達也,名工大,〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町, E-mail: hasegawa@mech.nitech.ac.jp 姫野龍太郎,理研,〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2 − 1, E-mail: himeno@postman.riken.go.jp Shinnosuke NISHIKI, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, 466-8555 Japan Tatsuya HASEGAWA, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya, 466-8555 Japan Ryutaro HIMENO, The Institute of Physical and Chemical Research, 2-1 Hirosawa, Wako-shi, Saitama, 351-0198 Japan

A fully developed stationary wrinkled flame is obtained by DNS in a homogenious isotropic turbulent flow. The calculation domain is 8 mm x 4 mm x 4 mm and the number of grid points is $512 \times 128 \times 128$. Turbulent fluctuations generally increase in the flame region, but streamwise component increases more than transversal components. This results in generation of anisotropic turbulence in the flame region. After combustion, the transversal components of turbulent fluctuation decay rapidly due to the dilatation and the increase of kinematic viscosity. However, streamwise component does not decay so much and has a value larger than before combustion. The stream lines are curved outside where the flame is convex to the burned gas. As a result, a shear flow similar to a wake is produced. This local shear flows can generate anisotropic turbulence.

1. はじめに

著者らはこれまでに,流入する一様等方性乱流中を伝播 する予混合火炎の DNS を行ってきたが^{1,2,3,4},乱流予混合 火炎は十分に発達した状態に至っておらず,乱流予混合燃 焼のモデリングを行うには満足できるデータベースではな かった.そこで,流れ方向の計算領域の拡大と格子点間隔 の縮小などの計算条件の改良を行い,長時間の計算を実行 可能とし,十分に発達した定在する乱流予混合火炎を得る ことができた.本報では,乱流予混合火炎による乱れの非 等方性の生成機構について報告する.

2. 数値シミュレーション法

2.1 基礎方程式

- 本研究では,圧縮性,粘性および発熱反応を考慮した三 次元の流れ場を以下の仮定を用いて直接数値シミュレーションした.
- (1) 反応は一段不可逆反応とし、化学反応はArrhenius の式 に従う.
- (2) 体積粘性率, Soret 効果, Dufour 効果, 圧力勾配拡散, 体積力, ふく射熱損失は無視する.
- (3) 定圧比熱 C_p および比熱比 γ は一定とする.
- (4) 気体は理想気体の状態方程式に従うものとする.
- これらの仮定より基礎方程式は次のように書ける.
- ・連続の式

 $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_j} = 0$

・運動量保存の式

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_i} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \qquad (i = 1, 2, 3)$$

・エネルギー保存の式
$$\frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\partial \{(e_i + p)u_j\}}{\partial x_j} = \frac{\partial (u_j \tau_{kj})}{\partial x_k} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}$$

化学種保存の式
$$\frac{\partial(\rho Y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Y u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D \frac{\partial Y}{\partial x_j} \right) + W$$

また,各変数は以下の通りである. ・せん断応力 $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$

・全エネルギー

$$e_t = \rho QY + \frac{\rho RT}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2} \left(u^2 + v^2 + w^2 \right)$$

・熱流束

$$q_i = -\lambda \ \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho DQ \frac{\partial Y}{\partial x_i}$$

・反応速度

$$W = -B\rho Y T^{\beta} \exp\left(-\frac{\theta}{T}\right)$$

 μ , λ および *D* はそれぞれ粘性係数,熱伝導率および拡散 係数である.また, *Q* は発熱量, *R* は気体定数, *B* は反応 の頻度因子, β は温度依存性の次数, θ は活性化エネルギ ーの特性温度である.

2.2 予混合気体の物性

流入する予混合気体の圧力は $p_0 = 0.1$ MPa, 初期温度は $T_0 = 300$ K,断熱火炎温度は $T_a = 2260$ K,未燃気体と既燃気体の密度比は $\rho_u / \rho_b = 7.53$ である.定圧比熱は $C_p = 1.25 \times 10^3$ J/Kg•K,比熱比は $\lambda = 1.4$ で一定値とした.粘性係数の温度依存性は初期温度に対する温度比の 0.7 乗として与え,プラントル数は Pr = 0.75,ルイス数は Le = 1.0 で一定値とした.また, $B = 2.79 \times 10^6$ s⁻¹K⁻¹, $\beta = 1.0$, $\theta = 19600$ K とした.一次元層流予混合火炎の予備計算で得られた層流燃焼速度は $u_L = 0.600$ m/s,火炎厚さは $\delta = 0.217$ mm である.火炎厚さの算出は次式を用いた.

$$\delta = \frac{T_a - T_0}{Max |dT/dx|}$$

2.3 数値計算法

座標系を Fig. 1 に示す.計算領域は 8 mm×4 mm×4 mm の直方体である.格子点数は 6 次精度中心差分法を用いる x 方向は 512 点,フーリエ級数スペクトル選点法を用いる y,z 方向は 128 点とした.時間積分は 3 段階ルンゲ・クッ 夕法を用いた.境界条件は *x* 方向には未燃気体が流入し, 既燃気体が流出する境界条件としてPoinsot et al. の NSCBC^{5,6)}を用い, *y*, *z* 方向には周期境界条件を用いた.

本研究ではベクトル並列型計算機 Fujitsu VPP700 を用い て直接数値シミュレーションを行った.計算時間は 32 PE を占有した場合で,実時間約 1 ms の計算を行うのに約 50 時間である.



Fig. 1 Simulation domain and coordinate systems

2. 4 初期条件

初期の火炎は Fig. 1 に示すように平面火炎とし、領域内の温度分布、質量分率、x 方向の膨張速度および圧力分布は、予め計算した一次元層流予混合火炎の計算データを使用した.

計算領域内の初期速度分布は次のように与えた.まず, 次式のエネルギースペクトルを与え,一様性,等方性および非圧縮性を満たすように初期乱流場を生成する.

$$E(k) = 16u_0^2 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{k^4}{k_0^5} \exp\left\{-2\left(\frac{k}{k_0}\right)^2\right\}$$

ここで、 $k_0 = 6$ 、初期乱れ強さは $u'_0 = 3.87$ m/s とした. こ の初期乱流場を空間微分にフーリエ級数スペクトル選点法, 時間積分に 5 段階ルンゲ・クッタ法を用いて、初期の乱流 特性時間の約 2 倍まで計算し、一様等方性乱流場を得た. 得られた一様等方性乱流の特性を Table 1 に示す. この乱 流場に平均流入速度 U_c と膨張速度を加えて初期の領域内 の速度分布とした. また、流入境界での速度分布は、得ら れた乱流場に平均流入速度 U_c を加え、テイラーの仮説を 用いて位相をシフトさせながら与えた⁷.

計算開始時の平均流入速度は $U_c = 0.6$ m/s とした.

Table 1 Characteristics of inflow turbulence				
u'/u_L	l_t/δ	l_m/δ	l_d/δ	Re_{lt}
0.88	15.9	9.44	0.65	95.5

3. 計算結果および考察

3.1 火炎の形状

火炎の伝播速度は初期の層流燃焼速度から乱流燃焼速度 まで増加するため、平均流入速度が 0.6 m/s のままでは、 火炎は流入境界側に移動し、計算領域外へ流出してしまう. そこで、計算開始後、4.6512 ms で平均流入速度を $0.6 \rightarrow 1.0$ m/s に、9.3023 ms で平均流入速度を $1.0 \rightarrow 1.2$ m/s にそ れぞれ変化させて、火炎を計算領域内に定在させた. Fig. 2 に計算開始後 13.4367 ms の温度と渦度の等値面を示す.火 炎はしわ状火炎となっていることが分かる.また、火炎付 近にも渦度が生成していることが分かる.なお、平均的な 火炎領域は $x/L=0.25 \sim 1.07$ に存在している.



(a) Temperature: 1470 K [$0.75(T_a - T_0)$]



(b) Total volticity: 0.29×10^4 1/sec. [$0.15 |\omega|_{max}$] Fig. 2 Contour surfaces of temperature and vorticity

3. 2 火炎による乱れの増幅

計算開始後 13.4367 ms においてファーブル平均を用いて 求めた流れ方向の乱れ強さの変化を Fig. 3 に示す.各成分 とも火炎領域において乱れが大幅に増加しているが,特に *x* 方向成分の乱れが他の成分に比べ 2 倍以上増加しているこ とが分かる.



Fig. 3 Streamwise evolution of turbulent fluctuations

しかしながら,火炎領域では未燃ガス領域と既燃ガス領 域を区別することなく乱れ強さを算出しているため,実際 の火炎による乱れの増幅よりも大きく見積もられている. そこで,計算領域を Fig. 4 に示すように,4 つの領域に区 別して,それぞれの領域内での乱れ強さを算出した.この 場合の流れ方向の乱れの変化を Fig. 5 に示す. Fig. 5 より 火炎領域内の既燃ガス領域 (Part 3) で,各成分とも乱れが 増幅していることが分かる.また, x 方向成分が他の成分 よりも乱れの増幅が大きいことから,非等方性の乱れが火 炎によって生成されていることが分かる.火炎領域の下流 側では,膨張や温度上昇による粘性の増大により乱れの y, z 成分は急激に減衰する.一方, x 方向成分の乱れの減衰は 小さく,燃焼前の乱れよりも大きな乱れを保持しているこ とが分かる.



Part 1: Unburned gas

- Part 2: Unburned gas in the flame region Part 3: Burned gas in the flame region
- Part 4: Burned gas

Fig. 4 Divided domains



Fig. 5 Evolution of conditionally sampled turbulent fluctuations

3.3 非等方性の乱れの生成メカニズム

y/L=0.5 の断面の温度分布とこの断面を通過する流線を Fig. 6 に示す.火炎が既燃領域に向かって凸の部分で流線 が外側に曲げられることにより,火炎先端より下流側で後 流(Wake)に似たせん断流が発生している様子が分かる. 一方,火炎が未燃領域に向かって凸の部分では噴流(Jet) に似たせん断流が発生することは容易に想像できる.また, Fig. 6 には x/L = 1.5 での x 方向の速度成分 u の分布も 示してある.火炎が既燃領域に向かって凸の部分で速度が 周囲に比べ小さくなっており,この速度差が x 方向の乱れ を大きくしている.すなわち,火炎の凹凸により非等方性 の乱れが生成されたことが分かる.





4.まとめ

- (1) 十分に発達した,定在するしわ状火炎を計算し,デー タベースを構築することができた.
- (2) 火炎領域内で各方向成分の乱れが増幅している.特に 流れ方向成分の乱れは他の成分よりも大幅に増幅して おり,非等方性の乱れがしわ状火炎によって生成され ていることが分かる.
- (3) 流線がしわ状火炎によって曲げられることで,噴流あるいは後流のようなせん断流が発生し,流れ方向の速度分布に大きな速度差が発生する.この結果,火炎後方では流れ方向成分の乱れが大きくなる.

謝辞

本研究は平成12年度科学研究費補助金(特別研究員奨励費 No. 2054)により行われたことをここに記して謝意を表する.

参考文献

- Hasegawa T., Morifuji T. and Borghi R., Proc. 5th ASME/ JSME Joint Thermal Engineering Conf.(1999), AJTE99-6316.
- (2) 錦,長谷川,姫野,王,第37回燃焼シンポジウム講演論 文集(1999),165-166.
- (3) 錦,長谷川,姫野,王,第13回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1999), A03-1.
- (4) Nishiki S., Hasegawa T. and Himeno R., Proc. of 3rd Int. Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer(2000), 815-822.
- (5) Poinsot, T. J. and Lele, S. K., J. Comput. Phys., **101**(1992), 104-129.
- (6) Baum, M., Poinsot, T. and Thevenin, D., J. Comput. Phys., 116(1994), 247-261.
- (7) 宮内, 店橋, 今村: 第10回数値流体力学シンポジウム講 演論文集(1996), 94-95.