



## 層流対向流場に形成された噴霧火炎の3次元数値解析

### Three-dimensional Numerical Simulation of Spray Flame in Laminar Counterflow

福井 淳一, 林 潤, 赤松 史光  
 (Junichi FUKUI) (Jun HAYASHI) (Fumiteru AKAMATSU)  
 大阪大学  
 (Osaka Univ.)

This paper describes the first three-dimensional numerical simulation results of spray combustion in laminar counterflow. Governing equations except equations of liquid fuel evaporation and chemical reaction are solved without any calculation models. The Langmuir-Knudsen evaporation model and a one-step global reaction model are used to simulate droplets evaporation and a chemical reaction for n-decane, respectively. Numerical simulation result is compared to the experimental result to validate accuracy of the present numerical simulation method. A computational result of spray flame location showed good agreement with the experimental observation on flame location. In addition, numerical simulations of spray flame in two-dimensional and three-dimensional field are conducted and those results are compared. Two-dimensional numerical simulation of spray combustion cannot represent the local equivalence ratio accurately when fuel droplets are evaporated. The spray flame was classified in two regimes: the diffusion-like flame and the premixed-like flame. In the diffusion-like combustion region, a group combustion phenomenon was observed. A heat transfer between gaseous phase and dispersed phase that cause temperature rising and evaporation of droplets leads to decrease of gas temperature (evaporative cooling effect). The premixed-like combustion region was generated by the pre-vaporization of fuel droplets as a result of heat supply from the downstream diffusion-like flame. Furthermore, effects of gaseous flat premixed flame from lower port on spray flame structure are investigated. Width of high gas temperature region and time-averaged gas temperature without the flat flame are smaller than with the flat flame in low equivalence ratio of fuel spray. On the other hand, time-averaged gas temperature with/without flat flame shows almost the same value in high equivalence ratio of fuel spray. Keywords: Spray Combustion, Laminar, Counterflow, Numerical Simulation, Droplet

#### 1. はじめに

熱効率の向上および有害排出物の低減は、内燃機関を設計する上での重要な課題である。これらの課題を解決するために、これまでも過給器の付加、触媒やフィルターの付加等の対策が採られてきた。しかしながら、今後さらに厳しくなることが予想される環境規制に対応するためには、従来の後処理による対策に加えて、燃焼場において生成される有害排出物そのものを減少させる必要がある。しかしながら、実用燃焼器の燃焼場では複雑な火炎が形成されるため、その燃焼挙動を精度良く予測することはいまだに実現されていない。

特に噴霧燃焼を利用するディーゼルエンジンやガスタービン等の燃焼器内では、液体燃料噴霧の分散・蒸発、燃料蒸気と酸化剤の混合、可燃性混合気の着火と燃焼が同時に進行するため、複雑な燃焼場が形成される。この複雑性のために噴霧燃焼場における現象は十分に解明されておらず、燃焼場の高精度予測の妨げとなっている。これまでに噴霧燃焼場における現象解明のために、実験、理論解析、数値解析が行われてきた。Akamatsuら<sup>(1)</sup>は噴流バーナーにより形成された噴霧火炎に対して、レーザーを用いた高精度光学計測を適用し、その実験結果からChiuら<sup>(2),(3)</sup>によって提案された群燃焼理論を実験的に確認した。

Greenbergら<sup>(4)~(7)</sup>は対向流場において噴霧燃焼の1次元理論解析を行い、平均粒径等の初期噴霧特性が火炎温度や化学種の濃度分布に及ぼす影響を明らかにした。Mikamiら<sup>(8)</sup>は、対向流場に形成された噴霧火炎を対象に、火炎構造や消炎限界について実験的に観察し、燃料液滴の速度について1次元理論解析を行った。その結果、油滴速度に関する理論式に基づいた計算結果と実験結果が良い一致を示すことを明らかにした。Continilloら<sup>(9)</sup>は対向流場において1次元数値解析を行い、予混合的火炎と拡散的火炎が同時に存在することを示した。Nakamuraら<sup>(10)</sup>は対向流場において2次元数値解析を行い、噴霧燃焼場に予混合的火炎と拡散的火炎が存在すること、および群燃焼は気相温度を低下させることを示した。

このように、対向流場に形成された噴霧火炎について1次元・2次元解析<sup>(4)~(10)</sup>が数多く行われ、基礎的な知見が積み重ねられてきた。一方で、実際の噴霧燃焼場では3次的にランダムな位置情報や不均一な液滴直径の情報を持つ液滴群が存在している。このとき、3次的に分布した燃料液滴は互いに干渉しながら蒸発・燃焼するため、噴霧火炎の燃焼挙動もまた3次元性を有する。このように、噴霧燃焼は本質的には3次元現象であるが、対向流場においては、これまでに1次元・2次元解析しか行われていない。

そこで本研究では、対向流場において噴霧火炎の3次元数値解析を行い、1次元・2次元解析では考慮できない3次的に分布した燃料液滴の蒸発・燃焼時の干渉効果の影響を解明

することを目的とした。

本研究における解析対象の流れ場は、対向流場とした。これは、単純な流れ場の採用による計算負荷の低減、実験結果や過去の解析結果との比較が可能である等の理由によるものである。流れ場は層流とし、乱流モデルおよび乱流燃焼モデルの使用を避けることで、使用する計算モデル数を減少させるものとした。本解析では、油滴の蒸発に関してのみ、計算モデルを使用している。本研究では構築した数値解析手法の信頼性を検証した後に、3次元計算結果と2次元計算結果の比較を行い、両者の違いを明確に示した。また、噴霧の供給当量比、初期油滴直径、下側ポートから供給された気体燃料による平面火炎の有無が噴霧火炎構造に与える影響についても明らかにした。

## 2. 数値計算法

### 2.1 気相および液相の支配方程式

気相および液相の支配方程式は、それぞれ Eulerian 手法、Lagrangian 手法を用いて解くものとした。気相と油滴のカップリングには、PSI-Cell モデル<sup>(11)</sup>を用いた。気相の支配方程式中の移流項は CIP 法<sup>(12)</sup>、その他の項は二次精度中心差分法による差分化の後、オイラー陽解法により時間発展を求めるものとした。また、圧力場の解法には C-CUP 法<sup>(13)</sup>を適用した。

気相の支配方程式は非保存型の質量保存式 (式(1))、運動量保存式 (式(2))、エネルギー保存式 (式(3))、化学種の質量分率保存式 (式(4)) を考慮するものとした。温度表示のエネルギー保存則に現れる燃焼反応および化学種拡散による発熱項は、Miyachi ら<sup>(14)</sup>の提案に基づく式を用いた。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho}{\partial x_j} = -\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + S_{i,\rho} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + S_{i,u_i} \quad (2)$$

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_v u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = -p \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \sum_{k=1}^N \left[ c_{p,k} \frac{\partial T}{\partial x_j} + TR/W_k \frac{\partial}{\partial x_j} \right] (\rho Y_k V_{k,j}) + \sum_{k=1}^N \dot{\omega}_k (TR/W_k - h_k) + S_{i,T} \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial Y_k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\rho Y_k V_{k,j})}{\partial x_j} + S_{combu,k} + S_{i,Y_k} \quad (4)$$

ここで、 $\rho$ ,  $u_i$ ,  $p$ ,  $T$ ,  $Y_k$  は、それぞれ密度、 $i$  方向の速度、圧力、温度、 $k$  番目の化学種の質量分率である。また、 $\sigma_{ij}$  は応力テンソル、 $R$  は一般気体定数、 $W_k$  は  $k$  番目の化学種の分子量である。熱力学物性は、定圧比熱  $c_p$ 、定積比熱  $c_v$ 、エンタルピー  $h$  である。輸送係数は粘性係数  $\mu$ 、熱伝導率  $\lambda$ 、拡散速度  $V_{k,j}$  である。熱力学物性および輸送係数は、CHEMKIN<sup>(15),(16)</sup> データベースから算出するものとした。考慮した化学種は、 $C_{10}H_{22}$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$  の 5 種類とした。 $\dot{\omega}_k$  は化学種  $k$  の燃焼反応速度、 $S_{i,\phi}$  は従属変数  $\phi$  に関する相間干渉項である。

油滴については回転、衝突、分裂はないものとし、以下の位置 (式(5))、速度 (式(6))、温度 (式(7))、質量 (式(8)) に関する方程式を解くものとした。油滴の温度と質量は、非平衡 Langmuir-Knudsen 蒸発モデル<sup>(17)</sup>を用いて求めるものとした。

$$\frac{dX_i}{dt} = u_{i,i} \quad (5)$$

$$\frac{du_{i,i}}{dt} = \frac{F_i}{m_i} + g_i \quad (6)$$

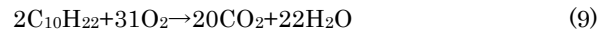
$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{Q + \dot{m}_l L(T_i)}{m_i c_{p,i}} = \frac{Nu}{3Pr} \left( \frac{c_p}{c_{p,i}} \right) \left( \frac{f_2}{\tau_i} \right) (T - T_i) + \left( \frac{\dot{m}_l}{m_i} \right) \frac{L(T_i)}{c_{p,i}} \quad (7)$$

$$\frac{dm_i}{dt} = \dot{m}_i = -\frac{Sh}{3Sc} \left( \frac{m_i}{\tau_i} \right) \ln(1 + B_M) \quad (8)$$

ここで、 $X_i$  は油滴の  $i$  方向の位置、 $u_{i,i}$  は油滴の  $i$  方向の速度、 $T_i$  は油滴温度、 $m_i$  は油滴の質量である。式(6)中の  $F_i$  は油滴が気相から受ける  $i$  方向の力であり、油滴の蒸発の影響を考慮したモデル式により計算される。式(8)中の  $\tau_i = \rho_i d_i^3 / (18\mu)$  はストークス流れに対する粒子時間定数、 $c_{p,i}$  は油滴の比熱、 $L(T_i)$  は  $T_i$  での蒸発潜熱である。 $Pr$  と  $Sc$  は気相のプラントル数とシュミット数、 $B_M$  は Spalding の物質トランスファ数、 $Nu$  はヌッセルト数、 $Sh$  はシャード数である。

### 2.2 燃焼反応モデル

n-デカンの燃焼反応は、以下の一段総括反応式により考慮するものとした。



また、総括反応速度定数  $\dot{\omega}_k$  [kg/cm<sup>3</sup>/s] は次式で与えられる。

$$\dot{\omega}_k = AT^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \left(\frac{\rho Y_F}{W_F \times 10^6}\right)^a \left(\frac{\rho Y_{O_2}}{W_{O_2} \times 10^6}\right)^b \quad (10)$$

ここで、 $A$  は頻度係数、 $E$  は活性化エネルギーであり、n-デカンの場合、 $A=3.8 \times 10^{11}$ ,  $E=30000$  [cal/mol],  $a=0.25$ ,  $b=1.5$ ,  $n=0$  である<sup>(18)</sup>。

### 2.3 計算条件

計算領域は対向流バーナーの上下ポート間における直径 60 [mm]、高さ 30 [mm] の円柱状の空間とし、座標系は 3次元円筒座標系をとった。計算格子は、半径( $r$ )方向に 100 分割、円周( $\theta$ )方向に 72 分割、鉛直( $z$ )方向に 100 分割した。また、タイムステップは 10 [ $\mu$ s] とした。図 1 に計算領域を示す。

上側ポート出口の  $-23.5$  [mm]  $\leq r \leq 23.5$  [mm] の領域からは常温常圧の空気 (温度  $T=300$  [K]、圧力  $P=0.1013$  [MPa]、酸素の質量分率  $Y_{O_2}=0.2375$ ) が、下側ポート出口の  $-21.5$  [mm]  $\leq r \leq 21.5$  [mm] の領域からは空気と n-デカン ( $C_{10}H_{22}$ ) 蒸気の予混合気 (当量比  $\phi=0.6$ ) が、 $-23.5$  [mm]  $\leq r < -21.5$  [mm],  $21.5$  [mm]  $< r \leq 23.5$  [mm] の領域からは窒素が、それぞれ流速 0.80 [m/s] で流入し、対向流場 (伸張率 53.3 [1/s]) に平面火炎が形成される。流出部の境界条件には、対流流出条件を適用した。

対向流場に平面火炎が形成された状態を初期状態 ( $t = 0$  [ms]) とし、この時刻以降、上側ポート出口の  $-15.0$  [mm]  $\leq r \leq 15.0$  [mm] の領域より燃料噴霧が供給される。初期油滴速度は気相と同速の 0.80 [m/s] とし、油滴の初期位置は、一様乱数を用いて決定するものとした。噴霧の粒径分布は、対象とした実験における<sup>(19)</sup>未燃噴霧の PDA 計測より得られた、ザウテル平均粒径 (SMD) が 66.2 [ $\mu$ m]、82.0 [ $\mu$ m]、104 [ $\mu$ m] のものを用いた。この実験における噴霧の供給当量比は  $\phi = 0.106$  である。各条件の粒径分布を図 2 に示す。噴霧の供給当量比は、 $\phi = 0.106$ , 1.06 の 2 条件とした。実験では、燃料噴射弁の特性上、多量の燃料を噴射することができないため、噴霧の供給当量比が  $\phi = 1.06$  の条件では、数値計算のみで現象を観察するものとした。各条件での総計算時間は 300 [ms] である。

## 3. 計算結果

### 3.1 計算結果の再現性の検証

使用した数値解析法による計算結果の現象再現性を検証するために、数値計算結果と実験結果の検証を行った。対向流場の中心軸 ( $z$  軸) に垂直な方向から観察した当量比の可視化画像、および実験により得られた噴霧火炎の直接写真をそれぞれ図 3(a)、図 3(b) に示す。図 3(a)中の黄色の粒子は液体燃

料を表しており、計算領域の上部に設けられた流入境界より、空気とともに流入する。また、赤色の領域は当量比 $\phi=1.0$ の等値面を表している。なお、実験と同様に数値解析においても平面火炎が再現されているが、図3(a)では当量比 $\phi=1.0$ の等値面のみを可視化したため、平面火炎は表示されていない。図3(b)中の輝炎および青炎の領域は、それぞれ噴霧火炎、平面火炎を表している。すすの発光による輝炎領域が確認できることから、同領域は拡散燃焼領域であることがわかる。

本研究では当量比 $\phi=1$ の等値面を拡散的な噴霧火炎の火炎面と定義した。この定義は拡散火炎の火炎面が当量比 $\phi=1$ の等値面近傍に形成されることに基づいている。数値計算結果と実験結果における噴霧火炎のz方向位置の比較より、両者に良い一致が見られた。このことより、使用した数値解析法の現象再現性が示されたものといえる。

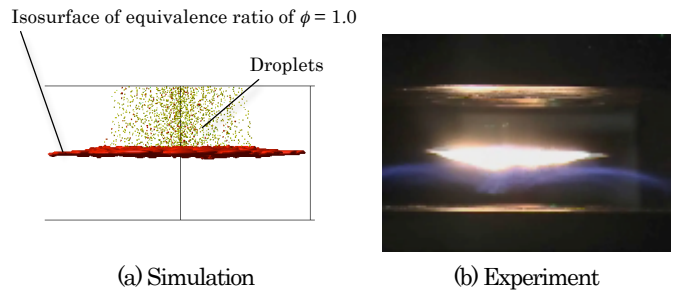


Fig.3 (a) Isosurface of equivalence ratio of  $\phi = 1.0$ , (b) Direct photograph of spray flame at  $\phi = 0.106$ , SMD=104  $\mu\text{m}$

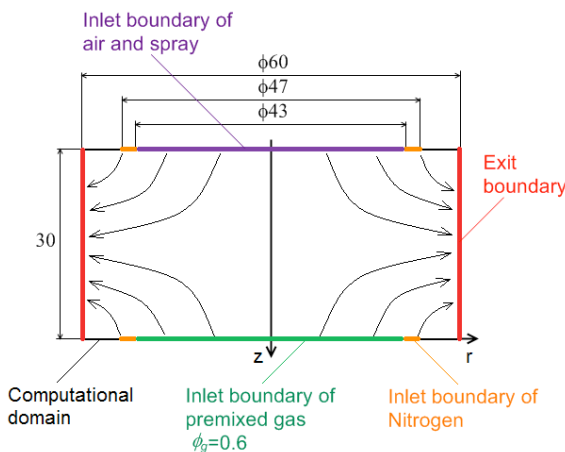


Fig.1 Schematic diagram of computational domain

### 3.2 2次元計算と3次元計算による再現性の比較

Nakamuraら<sup>(10)</sup>は、本研究と同様の対向流場を対象として、2次元数値解析を行った。しかしながら、緒言に示したように3次元的にランダムな位置情報や不均一な液滴直径の情報を持つ液滴群が蒸発・燃焼する現象であるため、その燃焼挙動は3次元性を有する。したがって、噴霧燃焼のさらなる現象解明やモデル化を行うためには、3次元計算が不可欠である。そこで、2次元および3次元計算による噴霧火炎の数値解析結果と実験結果を比較し、両者の現象再現性について評価した。2次元計算にはNakamuraら<sup>(10)</sup>が行った2次元数値解析結果、3次元計算には本計算手法による3次元数値解析結果を用いた。なお、2次元計算の計算領域は40[mm]×20[mm]、当量比は0.21、噴霧の粒径分布はSMD=106.7[ $\mu\text{m}$ ] (図4)である。一方、3次元計算の中心軸を含む断面における計算領域は60[mm]×30[mm]、当量比は0.106、噴霧の粒径分布はSMD=104[ $\mu\text{m}$ ] (図2(c))である。これらの計算条件の違いを考慮した上で、両者の比較、考察を行った。

図5に層流対向流場における噴霧火炎の2次元および3次元数値解析結果を示す。図5(c)において、当量比 $\phi=0.01$ 以上の領域はカラーバーの最大値と同色の赤色で示している。これは予蒸発により油滴周りに生じた燃料蒸気を可視化するために、カラーバーの当量比を小さい範囲に限定したためである。

図5(b)より、2次元場よりも3次元場の方が燃焼反応率の高い領域が大きいことがわかる。2次元計算の方が噴霧の供給当量比は大きいにもかかわらず、このような結果が得られたことは、2次元計算の本質的な問題点を示している。2次元計算において、蒸発した燃料は縦横1セル分(100[ $\mu\text{m}$ ]×100[ $\mu\text{m}$ ])の面積に単位長さ(1[m])の奥行きを乗じた仮想的な空間に均一に拡散する。したがって、燃料濃度は実際の燃焼場よりも極端に小さく見積もることになる。一方で、3次元計算においては、燃料が拡散する空間の体積を現実的な大きさに規定できるため、上記のような問題は生じない。

噴霧火炎の直接写真(図5(d))との比較から、3次元計算では実験よりも輝炎領域を小さく、青炎領域を上方に見積もることがわかる。本計算では化学反応時の分子の熱解離や噴霧火炎からのふく射によるエネルギーの移動の影響を考慮していないため、燃焼反応領域の気相温度を高く見積もる傾向がある。気相温度を高く見積もると、化学反応速度も大きくなるため、計算結果の輝炎の領域は実験よりも小さくなる。また、輝炎部と青炎部の圧力のバランスから両者の位置が決まるため、輝炎の領域が実験よりも小さくなった分、青炎もまた実験よりも上方に移動した。しかしながら、当量比が高い領域と輝炎領域の位置する高さや大きさに関して、2次元計算よりも3次元計算の方が現象の再現性が高いといえる。

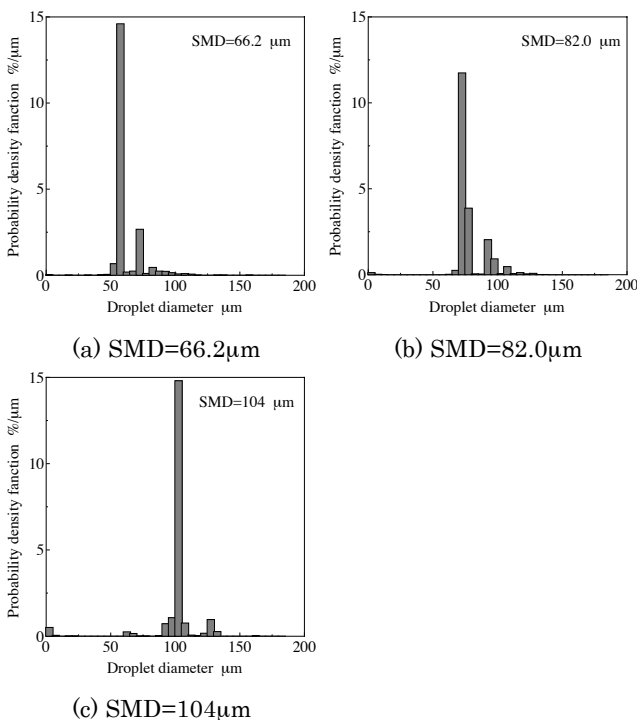


Fig.2 Probability density function of fuel spray for three-dimensional simulation



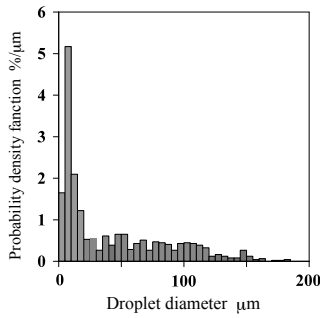


Fig.4 Probability density function of fuel spray for two-dimensional simulation

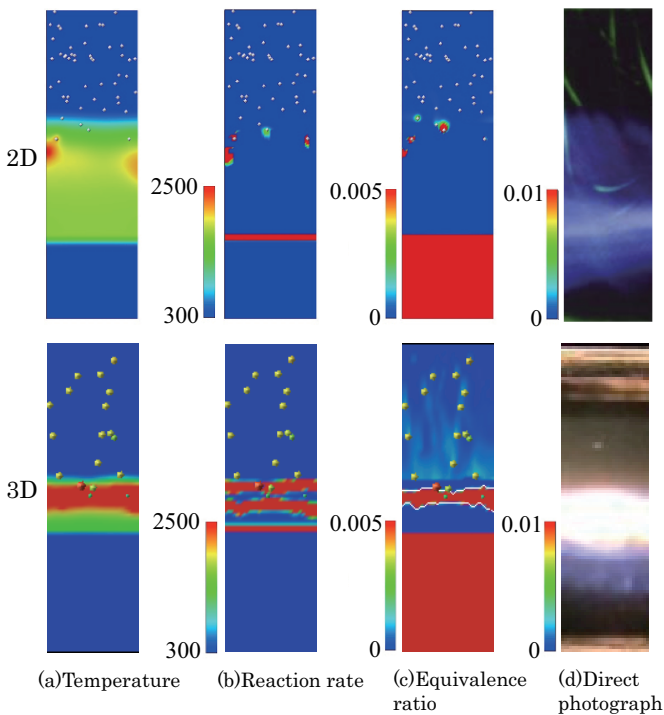


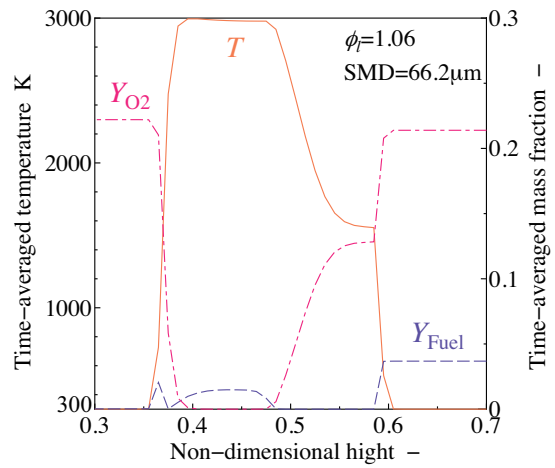
Fig.5 (a)Gas temperature, (b)Reaction rate, (c)Equivalence ratio, (d) Direct photograph

### 3.3 噴霧火炎構造に対する粒径分布の影響

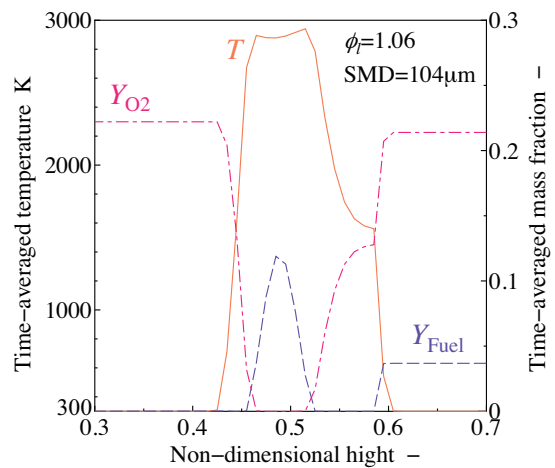
噴霧燃焼場は時間的に不均一な変動をもつ場であるため、準定常的な特性を調べるためには、時間平均値にて評価を行う必要がある。また噴霧が計算領域に流入した後、準定常状態に至るまでは、燃料液滴の蒸発や噴霧火炎の成長により、気相温度等が急激に変動するため、この間は評価時間から除外する必要がある。そこで本研究では噴霧火炎近傍の気相温度の空間平均値を時系列で観察した結果から、噴射開始後100[ms]以降は気相温度が安定したため、噴霧火炎が準定常状態に至ったものと判断し、時間平均処理では、燃料噴射後100[ms]~200[ms]間の時間平均値により評価を行うものとした。

SMD が 66.2 [μm], 82.0 [μm], 104 [μm]における、対向流場中心軸上の気相温度  $T$  の時間平均値、n-デカンおよび酸素の質量分率  $Y_{C_{10}H_{22}}$ ,  $Y_{O_2}$ の時間平均値を図6にそれぞれ示す。対向流場の高さ方向 ( $z$  方向)位置は、上下ポート間距離  $Z_0$  で無次元化している。燃料噴霧は無次元高さ  $z/Z_0=0$  の面より供給される。

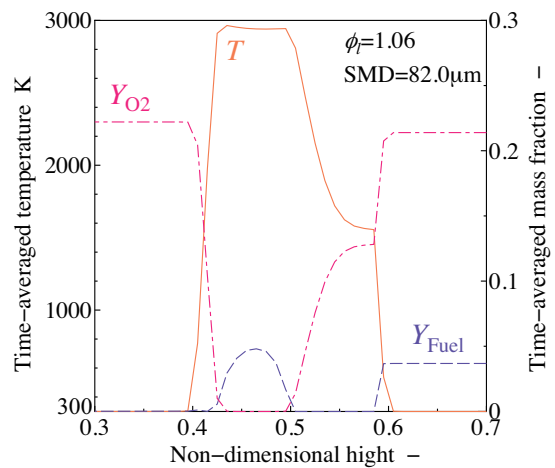
図6より、SMD が大きくなるにつれて、高温領域の幅が狭くなり、高温領域におけるn-デカンの質量分率のピーク値が



(a) SMD=66.2μm



(b) SMD=82.0μm



(c) SMD=104μm

Fig.6 Time-averaged gas temperature and time-averaged mass fraction of fuel and oxygen on the center axis of counterflow at  $\phi=1.06$

増大していることがわかる．この n-デカンの質量分率のピークは油滴群燃焼の発現を示している．SMD が大きくなると、燃料液滴の比表面積が小さくなるため、蒸発速度は小さくなる．この結果、上側ポートに近い領域で蒸発により燃料蒸気が生成されなかったため、高温領域の幅が減少した．また、同様の理由により、燃料液滴がよどみ面近傍で急激に蒸発した結果、n-デカンの質量分率のピーク値が増大した．

図 6(a)より、SMD=66.2 [ $\mu\text{m}$ ] の条件において、n-デカンの質量分率  $Y_{C_{10}H_{22}}$  が  $z/Z_0=0.37$  付近に小さいピークをもつことがわかる．このピークは下流側の高温域からの熱供給により燃料が予蒸発して形成されたものであり、この領域の燃料が周囲空気と混合して予混合的な火炎を形成していることを示している．

図 6(c)より、 $\phi=1.06$ 、SMD=104 [ $\mu\text{m}$ ] の条件において、無次元高さ  $z/Z_0=0.5$  付近の気相温度  $T$  が低下していることが確認できる．この現象は、油滴の蒸発により気相の熱が奪われる効果 (evaporative cooling effect) <sup>(10)</sup> に起因するものである．

### 3.4 噴霧火炎構造に対する平面火炎の影響

林ら<sup>(19)</sup>は対向流場における噴霧燃焼実験を行う際に、燃料液滴の蒸発および蒸発した燃料の燃焼を促す目的から、下側ポートから供給する気体燃料の予混合気により平面火炎を形成させている．しかし、この平面火炎と噴霧火炎の干渉効果については明らかとなっていない．このため、対向流場における噴霧火炎の計測から、純粋に噴霧火炎のみの特性を抽出できているかは不明である．気体燃料による平面火炎無しで実験を行うことは火炎の安定性の点から困難であるため、数値解析を用いて平面火炎が噴霧火炎特性に与える影響について考察を行う．

本数値計算で噴霧火炎が安定する要因としては、計算格子の配置、および化学反応とふく射の取り扱いが考えられる．本計算で用いた円筒座標系では、円筒の中心軸に近づくにつれて格子点の密度が高くなるため、一様乱数を用いて油滴の初期位置を決定すると、円筒の外周部よりも中心軸付近の油滴数が多くなる．このため、油滴は計算領域の中心軸近傍に偏在し、これらの油滴の蒸発により、比較的当量比が高い領域が形成される．本計算では化学反応モデルとして一段総括反応モデルを使用しているため、分子の熱解離による気相温度の低下を考慮できない．また、噴霧火炎からのふく射によるエネルギーの移動も考慮していないため、燃焼反応領域の気相温度を高く見積もる傾向がある．上記の油滴の偏在による、局所的に高い当量比分布の形成、および分子の熱解離とふく射の影響を無視したことによる気相温度の過大評価が、噴霧火炎の安定化に影響を与えていることが考えられる．

図 7 に対向流場中心軸上の気相温度  $T$  の時間平均値、n-デカンおよび酸素の質量分率  $Y_{C_{10}H_{22}}$ 、 $Y_{O_2}$  の時間平均値を示す．噴霧の供給当量比は  $\phi=0.106$ 、 $1.06$ 、SMD は 66.2 [ $\mu\text{m}$ ] である．対向流場の高さ方向 ( $z$  方向) 位置は、上下ポート間距離  $Z_0$  で無次元化している．燃料噴霧は無次元高さ  $z/Z_0=0$  の面より供給される．前項と同様に、噴霧火炎構造は時間平均値を用いて評価した．平面火炎がある場合は、燃料噴射後 100[ms] ~ 200[ms] 間の時間平均値を用いた．平面火炎が無い場合は、下側ポートから供給していた予混合気を空気に変更することで平面火炎を消失させた後、100[ms] 間の時間平均値を用いた．

噴霧の供給当量比が  $\phi=0.106$  の場合、平面火炎の無い方が高温領域の  $z$  方向の幅が狭く、平均気相温度の最大値も小さいことが図 7 からわかる．平面火炎からの熱伝達が無くなると、燃料液滴が受ける熱量が小さくなるため、蒸発量が減少し、気相中の燃料濃度も低下する．この結果、平面火炎がある場合と比べて燃焼反応が活性化しなかったため、高温領域の幅および平均気相温度の最大値は小さくなったと考えられ

る．

噴霧の供給当量比が  $\phi=1.06$  の場合、 $\phi=0.106$  のときと同様に平面火炎の無い方が高温領域の  $z$  方向の幅が狭くなる．この現象の原因については上述の通りであり、供給する液体燃料の当量比に依存しないことがわかる．一方で、図 7(b)より明らかなように、平面火炎の有無に関わらず、平均気相温度の最大値はほぼ同じ値を示している．これは噴霧の供給当量比が大きいため、平面火炎が無い場合においても  $\phi=1.0$  となる領域が形成されるため、この領域における両条件の局所的な燃焼反応率は同じとなることに起因する．拡散的な噴霧燃焼の場合、燃焼反応は物質拡散によって律速されるため、平面火炎の有無によらず、両条件における平均気相温度の最大値はほぼ同じ値をとると考えられる．

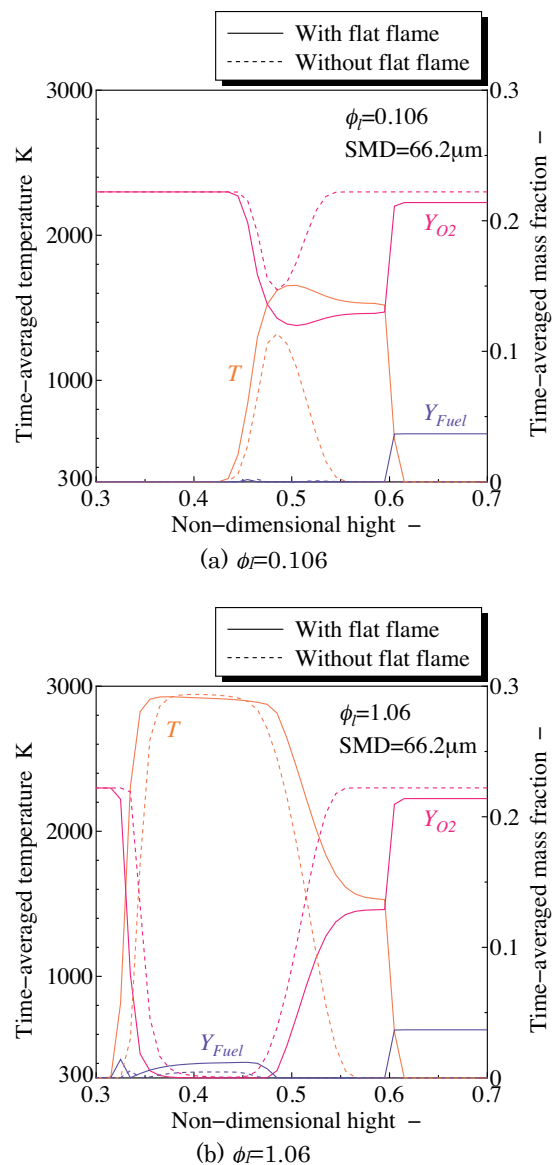


Fig.7 Time-averaged gas temperature and time-averaged mass fraction of fuel and oxygen on the center axis of counterflow with/without flat flame

## 7. おわりに

層流対向流場における噴霧火炎の3次元非定常数値解析を行った結果、以下の知見を得た。

- (1) 数値解析結果と実験結果を比較した結果、噴霧火炎の $z$ 方向の位置に関して、両者に良い一致が見られた。このことから、使用した数値解析法の現象再現性が確認できた。
- (2) 噴霧火炎の2次元計算では、燃料濃度が実際の燃焼場よりも極端に小さく見積もられる。一方で、3次元計算においては、燃料が拡散する空間の体積を現実的な大きさに規定できるため、2次元計算よりも実現象の再現性が高い。
- (3) 噴霧のSMDが小さい場合、予混合の火炎と拡散の火炎が同時に観察された。拡散の火炎内では、油滴群燃焼挙動が確認された。
- (4) 噴霧の供給当量比およびSMDが大きい条件において、油滴の蒸発により気相の熱が奪われる効果 (evaporative cooling effect)が観察された。
- (5) 噴霧の供給当量比が小さい場合、平面火炎の無い方が高温領域の幅が狭く、平均気相温度の最大値も小さくなる。一方で、噴霧の供給当量比が大きい場合、拡散的な噴霧火炎領域においては、平面火炎の有無に関わらず平均気相温度の最大値はほぼ同じ値をとる。

## 文 献

- (1) Akamatsu, F., Mizutani, Y., Katsuki, M., Tsushima, S. and Cho, Y.D.: Measurement of the local group combustion number of droplet clusters in a premixed spray stream, *Proc. Combust.Inst.*, 26 (1996), 1723–1729.
- (2) Chiu, H.H. and Liu, T.M.: Group combustion of liquid droplets, *Combust. Sci. Tech.*, 17 (1977), 127–142.
- (3) Chiu, H.H., Kim, H.Y. and Croke, E.J.: Internal group combustion of liquid droplets, *Proc. Combust.Inst.*, 19 (1982), 971–980.
- (4) Greenberg, J.B., Albagli, D. and Tambour, Y.: An opposed jet quasi-monodisperse spray diffusion flame, *Combust. Sci. Tech.* 50 (1986), 255–270.
- (5) Greenberg, J.B., Sarig, N.: Coupled Evaporation and Transport Effects in Counterflow Spray Diffusion Flames, *Combust. Sci. Tech.* 92 (1993), 1–33.
- (6) Greenberg, J.B., Sarig, N.: An analysis of multiple flames in counterflow spray combustion, *Combust. Flame* 104 (1996), 431–459.
- (7) Greenberg, J.B., Sarig, N.: Polydispersity and reaction one structure in partially premixed spray flames, *Proc. Combust. Inst.* 26 (1996), 1705–1711.
- (8) Mikami, M., Mizuta, Y., Tsuchida, Y., Kojima, N.: Flame Structure and Stabilization of Lean-premixed Sprays in a Counterflow with Low-volatility Fuel, *Proc. Combust. Inst.*, 32 (2009), 2223–2230.
- (9) Continillo, G., Sirignano, W.A.: Counterflow spray combustion modeling, *Combust. Flame*, 81 (1990), 325–340.
- (10) Nakamura, M., Akamatsu, F., Kurose, R. and Katsuki, M.: Combustion Mechanism of Liquid Fuel Spray in a Gaseous Flame, *Physics of Fluids*, 17 (2005), 123301.
- (11) Crowe, C.T., Sharma, M.P. and Stock, D.E.: The particle-source-in-cell. (PSI-CELL) method for gas droplet flow, *ASME J. Fluids Eng.*, 99 (1977), 325–332.
- (12) Yabe, T., Xiao, F. and Utsumi, T.: The constrained interpolation profile method for multiphase analysis, *J. Comput. Phys.*, 169 (2001), 556–593.

- (13) Yabe, T., Wang, P.Y.: Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 60 (1991), 2105–2108.
- (14) Miyauchi, T., Tanahashi, M., Sasaki, K. and Ozeki, T.: *Transport phenomena in combustion* (Chen C.H. ed.), Taylor and Francis, New York, (1996), 1095–1105.
- (15) Kee, R.J., Rupley, F.M. and Miller, J.A.: Chemkin-II: A Fortran chemical kinetics package for analysis of gas phase chemical kinetics, Report No. SAND89-8009B, Sandia National Laboratories, (1989).
- (16) Kee, R.J., Dixon-Lewis, G., Warnatz, J., Coltrin, M.E. and Miller, J.A.: A Fortran computer code package for the evaluation of gas-phase multicomponent transport properties, Report No. SAND86-8246, Sandia National Laboratories, (1986).
- (17) Miller, R.S., Harstad, K. and Bellan, J.: Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations, *Int. J. Multiphase Flow*, 24 (1998), 1025–1055.
- (18) Westbrook, C.K., Dryer, F.L.: Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 10 (1984), 1–57.
- (19) Hayashi, J., Akamatsu, F., Ahn, C., Seo, T., Watanabe, H. and Kurose, R.: Study on Soot Formation in Spray Flames: Effect of Droplet Size Distribution, *Trans. JSME Ser. B*, 74–2 (2008), 429–437



福井 淳一  
大阪大学大学院工学研究科  
機械工学専攻  
日本学術振興会 特別研究員 (PD)  
〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1  
Tel : 06-6879-4489  
Fax: 06-6879-7254

略歴: 2011年3月 大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻博士後期課程修了, 博士 (工学). 主として、噴霧燃焼の数値解析に関する研究に従事



林 潤  
大阪大学大学院工学研究科  
機械工学専攻 助教  
〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1  
Tel : 06-6879-7253  
Fax: 06-6879-7254  
Mail:j.hayashi@mech.eng.osaka-u.ac.jp

略歴: 2009年3月 大阪大学大学院工学研究科博士後期課程修了. 博士 (工学). これまでに、噴霧火炎中のすす生成過程に関する研究に従事.



赤松 史光  
大阪大学大学院工学研究科  
機械工学専攻 教授  
〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1  
Tel : 06-6879-7252  
Fax: 06-6879-7254  
Mail: akamatsu@mech.eng.osaka-u.ac.jp

略歴: 1991年 大阪大学大学院工学研究科機械工専攻博士前期課程修了, 1996年 博士 (工学), 主として燃焼流の光学計測, 数値解析に関する研究に従事.