

■原著論文/ORIGINAL PAPER■

予混合～拡散燃焼場に適用可能な統一的燃焼モデルの提案とその評価
(第四報 層流及び乱流拡散火炎での検証)A Proposal of United Combustion Model for Premixed and Diffusion Flames and Its
Evaluation (4th Report: Verification by Laminar and Turbulent Diffusion Flames)

稲毛 真一*

INAGE, Shin-ichi*

日立製作所 電力・電機開発研究所 ターボ機械研究開発センタ 〒312-0034 茨城県ひたちなか市堀口 832-2
Hitachi, Ltd. Power & Industrial Systems R & D Laboratory, 832-2 Horiguchi, hitachinaka-shi Ibaraki-ken, 312-0034 Japan

2008年2月25日受付; 2008年5月12日受理/Received 25 February, 2008; Accepted 12 May, 2008

Abstract : This paper proposes a unified model that can be applied to the premixed and diffusion flames based on the author's premixed combustion model [1-4]. The proposed model has the following features. 1) It includes the laminar flame speed and the gradient of the mixture fraction as parameters. When the gradient of the mixture fraction is close to zero, the model is also close to the previous premixed combustion model as an asymptotic form. 2) It considers the effects of pressure in the combustor, unburned gas temperature, and flame stretch on combustion based on the laminar flame speed. 3) The effect of turbulence is considered through the turbulent eddy viscosity of all turbulence models. To verify the accuracy of the model, the counterflow diffusion flame presented by Tsuji and Yamaoka [8] was numerically simulated, as an example of a laminar diffusion flame. Further, a turbulent diffusion flame, which was assisted by the burning of a pilot jet [9], was demonstrated using the united combustion model as an example of the turbulent diffusion flame discussed by Barlow and Frank. The flame is well known as Sandia Flame D. Both results were in good agreement with the experimental data. These comparisons with the experimental data and this agreement confirmed the proposed unified model was able to accurately simulate diffusion flame.

Key Words : United combustion model, Premixed flame, Diffusion flame, Numerical simulation, Turbulence

1. 緒言

既報[1-2]において、著者らが提案してきた予混合燃焼モデル[3-4]をベースに、拡散燃焼に対しても適用可能なように拡張した燃焼モデルを構築した。提案モデルには燃焼速度及び燃料の質量分率である混合分率の勾配が含まれており、混合分率の勾配がゼロとなる予混合燃焼の場合は、従来の予混合燃焼モデルに漸近することが特徴である。また、燃焼速度を通じて、燃焼器内圧力、空気予熱温度及び火炎伸張による消炎効果を考慮できることも、大きな特徴の一つである。燃焼モデルとしては、層流～乱流場の予混合～拡散燃焼に適用でき、また特に乱流の場合には、併用する乱流モデルにも依存せずに、全ての乱流モデルにそのまま適用できる。本報は、提案モデルを数値解析コードに実際に導入し、モデル特有のアルゴリズムや、モデルの精度を

検証するものである。評価対象として、辻及び山岡の層流対向流拡散火炎の実験[8]及び Barlow, Frank のパイロット火炎にサポートされた乱流拡散火炎[9]へ適用した。実験値との比較により、実用的な数値解析として、層流及び乱流拡散火炎に対する精度を検証した。

2. 統一燃焼モデルの特徴

火炎内の各種成分の質量分率は、混合分率(燃料の質量分率) f と反応進行度 c を導入する事により評価できる。著者らが以前導出した、反応進行度 c による層流及び乱流予混合燃焼モデル[3-6]を以下に示す。反応は総括反応を仮定している。 c 式の反応項を ω とすると、層流燃焼モデルとして、

$$\omega = \frac{8\rho_u Su}{\delta} c^2 (1-c) \quad (1)$$

* Corresponding author. E-mail: shinichi.inage.wk@hitachi.com

を得ている. ここに, ρ_u : 未燃焼ガスの密度, S_u : 層流燃焼速度, δ : 層流火炎の厚みであり, 次の関係が成立する.

$$Su = \frac{4\lambda_i}{\rho_u C_{p_i} \delta} \quad (2)$$

ここに, λ_i : 熱伝導率, C_{p_i} : 定圧比熱であり, i は未燃焼ガス温度と断熱火炎温度の平均温度での物理量である. また, 時間或いは空間平均の反応進行度 C 式の反応項を ω_i とすると, 乱流予混合燃焼モデル ω_i としては,

$$\omega_i = \frac{8\rho_u S_i}{\delta_i} C^2 (1-C) \quad (3)$$

を得ている. ここに, S_i : 乱流燃焼速度, δ_i : 乱流火炎帯の厚み, C : 時間或いは空間平均の c である. S_i と δ_i の間にも, (2) と類似の以下の関係が成立する.

$$S_i = \frac{4(\lambda_i + \lambda_i')}{\rho_u C_{p_i} \delta_i} \quad (4)$$

ここに, λ_i : 乱流熱伝導率である. *Wrinkled laminar flame* のように乱れが比較的小さい場合には, (3) において, $(S_i/\delta_i) \approx (Su/\delta)$ が成立し, (1) の反応速度にて層流~乱流の予混合燃焼に適用可能となる. その場合, 陽に乱流の効果は含まれないが, 乱流の効果は, 反応進行度 C の輸送式中の乱流拡散係数により考慮される. これから, *Wrinkled laminar flame* に対する (1) は乱流モデルに依存せず, 乱流拡散係数が, $k-\epsilon$ モデルのような時間平均, *LES* のような空間平均, 更に直接シミュレーションのいずれの場合に対しても適用可能である. (1) で層流燃焼速度 S_u を評価する必要があるが, S_u は理論式で与えても, 実験値を用いても良い. なお, 燃焼場の圧力及び未燃焼ガスの温度及び予混合気の燃料の質量分率が決めれば, S_u は一義的に決定され, 燃焼に対する圧力, 温度, 燃空比の影響を全て包含したモデルである.

さらに, 著者は, 予混合燃焼モデル (1) に火炎伸張の効果を考えて, 最終的に以下のモデルを提案した[3].

$$\omega = \begin{cases} \frac{8\rho_u S_u}{\delta} I_0^2 c^2 (1-c) & (I_0 > 0.7153) \\ 0 & (I_0 \leq 0.7153) \end{cases} \quad (5)$$

ここに, I_0 : 火炎伸張度で, $0 \sim 1$ の値を取り, 火炎伸張の度合いを示す. なお, 火炎伸張度 I_0 は, 次の補助方程式により評価される.

$$\frac{1}{Ka} = -\frac{\rho_0}{\rho_u} \frac{1}{4I_0^2} \ln(1-I_0) \quad (6)$$

ここに, Ka : *Karlovitz* 数であり, $Ka = g\delta/S_u$, g は速度勾配であり, ρ_0 : 常温・常圧における未燃焼気体の密度 ($\approx 1.17 \text{ kg/m}^3$), ρ_u : 解析条件での未燃焼気体の密度である. $I_0 = 1$ は火炎伸張が全く無い状態を表し, $I_0 = 0.7153$ が火炎伸張による消炎限界点を表す. $I_0 < 0.7153$ で燃焼モデルはゼ

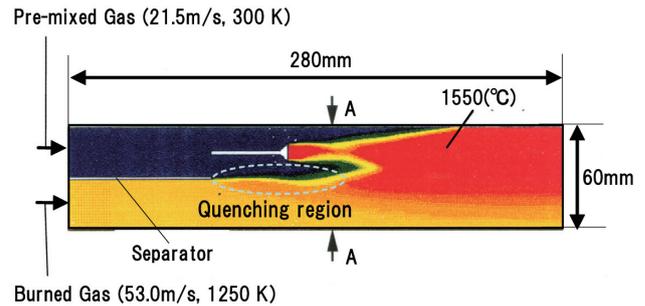


Fig.1 Calculation domain and temperature distribution

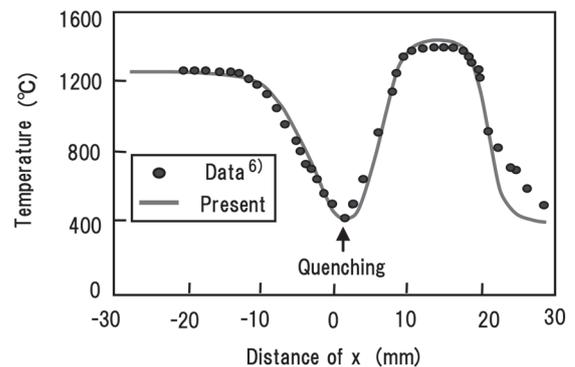


Fig.2 Comparison of calculated and experimental temperature distributions

ロ値となるが, これは火炎伸張による消炎を表現している. すなわち, (5) は数学的な操作としてモデルをスイッチングしているのではなく, 物理現象としての消炎を反映したものである. このモデルを用いて乱流燃焼場を解析した既報[6]に示した結果の一例を図1, 図2に示す. 図1中には, 解析体系, 境界条件及び温度分布を示す. 解析体系は矩形燃焼器であり, セパレータ上部入口からは, 温度 $300 \text{ }^\circ\text{C}$, 当量比 0.6 のプロパン・空気予混合気が 21.5 m/s で供給され, セパレータ下部入口からは, 当量比 0.6 のプロパン・空気予混合気の燃焼ガスが $1250 \text{ }^\circ\text{C}$, 53 m/s で供給される. セパレータ上部の出口には保炎器が設置され, 下部から供給される燃焼ガスと相俟って, 安定な予混合火炎を形成するものである. 本解析は, 乱流モデルに *LES* を用いた. 時間平均した温度分布を図1に示すが, セパレータ下流の破線で囲んだ領域に, 予混合気が高温の燃焼ガスに接しても反応しない消炎領域が見られる. これは, セパレータ下流に形成される予混合気・燃焼ガス間のせん断層に生じる速度勾配により, 消炎効果が作用しているためと考える. 図2には, 図1の A-A 断面における, 高さ方向の温度分布を実験と比較した結果を示す. 図より, 解析は, 実験結果を良く再現しており, 特にせん断層の中心である $x = 0$ 近傍での消炎領域を良く再現している. 以上より, 燃焼モデル (1) の妥当性が確認されたものと考えられる.

次いで著者らは, (1) をベースに層流拡散燃焼に適用可能なように拡張した[1-2]. その概念を以下説明する. 火炎

に直交する座標を x とする. 予混合燃焼の場合は火炎中のある位置における反応は, その位置の反応進行度のみで決定される. 混合分率 f は一定値であり, f により決定される厚み δ を経て燃焼が完了する. それに対して, 拡散火炎帯中では, 混合分率 f が変化, すなわち勾配を持つため, 燃焼が完了するのに必要な火炎厚み δ の距離の間に $(df/dx) \cdot \delta$ だけ f が変化する. 変化率を Δf とし, f の分布関数から Δf だけ変化する微小距離 Δx を逆算する. その微小距離 Δx 内の平均の反応速度をその位置での f における燃焼反応速度と考える. すなわち,

$$\omega_{mean} \cdot \Delta x = \int_x^{x+\Delta x} \omega dx \quad (7)$$

$$\therefore \omega_{mean} = \frac{1}{\Delta x} \int_x^{x+\Delta x} \omega dx \quad (7')$$

予混合燃焼の場合は, $\Delta f = 0$ なので, $\Delta x = 0$ と解釈する. (7') の ω に (1) を用いると,

$$\omega_{mean}(x) = 4 \frac{\rho_u Su}{\Delta x} c^2 (1-c) \frac{\hat{\alpha}(1+\hat{\alpha}c)}{(1+\hat{\alpha}(2c-1))^2} \quad (8)$$

ここに,

$$\hat{\alpha} = \tanh\left(\frac{2\Delta x}{\delta}\right) \quad (9)$$

である. $\Delta x \rightarrow 0$ の時, $\hat{\alpha} \rightarrow 2\Delta x/\delta \rightarrow 0$ であり, ω_{mean} が (1) へ漸近することは, 容易に確認できる. すなわち, $\Delta f \rightarrow 0$ で, 予混合燃焼へ戻る. Δx を適切に評価することにより, ω_{mean} を改めて ω と書けば, 最終モデルは, 以下となる.

$$\omega(x) = \frac{4\rho_u Su}{\delta} c^2 (1-c) \frac{\hat{\alpha}(1+\hat{\alpha}c)}{(1+\hat{\alpha}(2c-1))^2} \times \left(\frac{df}{dx} + \frac{\delta}{2} \frac{d^2 f}{dx^2} \right) \left(\frac{df}{dx} \right)^{-1} \quad (10)$$

ここで,

$$\hat{\alpha} = \tanh\left(\frac{2 \frac{df}{dx}}{\frac{df}{dx} + \frac{\delta}{2} \frac{d^2 f}{dx^2}} \right) \quad (11)$$

$df/dx \rightarrow 0$ の極限では, (10), (11) は予混合燃焼モデル (1) へと漸近する. (10), (11) を新たな層流場の統一的燃焼モデルと考える. これは, Su 及び δ を通じて, 燃焼場の圧力, 未燃焼ガスの温度の効果を含み, 拡散～予混合燃焼に統一的に適用できるモデルとなっている. 乱流拡散燃焼の場合には, (10), (11) において, $Su \rightarrow S_p$, $\delta \rightarrow \delta_t$ と置き換えれば良い.

更に, 火炎伸張による消炎効果を考慮した場合には, 以下のようなになる.

$$\omega = \frac{4\rho_u Su}{\delta} I_0^2 c^2 (1-c) \frac{\hat{\alpha}(1+\hat{\alpha}c)}{(1+\hat{\alpha}(2c-1))^2} \times \left(\frac{df}{dx} + \frac{\delta}{2} \frac{d^2 f}{dx^2} \right) \left(\frac{df}{dx} \right)^{-1} \quad (I_0 > 0.7153) \quad (12)$$

$$\omega = 0 \quad (I_0 \leq 0.7153)$$

ここに,

$$\hat{\alpha} = \tanh\left(\frac{2 \frac{df}{dx}}{\frac{df}{dx} + \frac{\delta}{2} \frac{d^2 f}{dx^2}} \right) \quad (13)$$

火炎伸張度 I_0 は, 前述のように, 補助方程式 (6) により評価できる. 上記 (12)~(13) を用いて, 反応進行度の輸送式を解けば, 予混合～拡散燃焼場を統一的に解析可能である. しかし, 予混合燃焼場において定義された反応進行度を拡散燃焼場に適用すると, 反応進行度の輸送式は f の勾配を含み, c 単独の方程式としては閉じない. そこで, 拡散燃焼場にも適用できるように, 以下の様に反応進行度を再定義した.

$$\hat{c} = \frac{f}{f_{Tmax}} c \quad (f \leq f_{st} : \text{燃料希薄側}) \quad (14)$$

$$\hat{c} = \frac{1-f}{1-f_{Tmax}} c \quad (f > f_{st} : \text{燃料過濃側}) \quad (15)$$

上で, f_{Tmax} は f が分布する中で, 最大断熱火炎温度となる混合分率を意味する. 通常, 空気・メタン系の拡散燃焼であれば, $f_{Tmax} = f_{st}$ である. 本研究では, 例えば, 空気と予混合気体の拡散燃焼のような場合も想定しているので, 一般には $f_{Tmax} = f_{st}$ とは限らないために, f_{Tmax} を定義している. この定義を用いると, \hat{c} の輸送方程式は以下のように, \hat{c} に対して閉じた式となる.

燃料希薄側 ($f \leq f_{st}$):

$$\frac{\partial \rho \hat{c}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \hat{c}}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 \rho \hat{c}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{f}{f_{Tmax}} \omega \quad (16)$$

燃料過濃側 ($f > f_{st}$):

$$\frac{\partial \rho \hat{c}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \hat{c}}{\partial x_i} = D \frac{\partial^2 \rho \hat{c}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1-f}{1-f_{Tmax}} \omega \quad (17)$$

この定義によれば, 予混合～拡散燃焼の範囲で同一の混合分率及び反応進行度の輸送式を用いる事ができる. なお, (13) 中の x は火炎に対して垂直な方向の座標系であったが, 上式中の x_i は一般の三次元座標系である. 以下では, (16), (17) を統一モデルにおける反応進行度の輸送式とする. 反応進行度と混合分率により, 火炎帯中の各ガス成分の質量分率は以下式で, 代数的に評価できる.

($f \leq f_{st}$: 燃料希薄側)

$$Y_{CH_4} = f - f_{Tmax} \hat{c} \quad (18)$$

$$Y_{O_2} = A_{O_2} \left\{ (1-f) + f_{Tmax} \left(1 - \frac{1}{f_{st}} \right) \hat{c} \right\} \quad (19)$$

$$Y_{CO_2} = \frac{M_{CO_2}}{M_{Fu}} f_{Tmax} \hat{c} \quad (20)$$

$$Y_{H_2O} = \frac{2M_{H_2O}}{M_{Fu}} f_{Tmax} \hat{c} \quad (21)$$

$$Y_{N_2} = 1 - Y_{CH_4} - Y_{O_2} - Y_{CO_2} - Y_{H_2O} \quad (22)$$

($f > f_{st}$: 燃料過濃側)

$$Y_{CH_4} = f - \frac{f_{st}(1-f_{Tmax})}{1-f_{st}} \hat{c} \quad (23)$$

$$Y_{O_2} = A_{O_2} \left\{ (1-f) - (1-f_{Tmax}) \hat{c} \right\} \quad (24)$$

$$Y_{CO_2} = \frac{A_{O_2} M_{CO_2}}{2M_{O_2}} (1-f_{Tmax}) \hat{c} \quad (25)$$

$$Y_{H_2O} = \frac{A_{O_2} M_{H_2O}}{M_{O_2}} (1-f_{Tmax}) \hat{c} \quad (26)$$

$$Y_{N_2} = 1 - Y_{CH_4} - Y_{O_2} - Y_{CO_2} - Y_{H_2O} \quad (27)$$

ここに, A_{O_2} : 空気中の酸素の質量分率, 添え字 st : 理論当量比の値, M_{O_2} : O_2 の分子量である.

3. 各ガス成分の質量分率輸送式でのモデルの表現

本解析では, 反応進行度の輸送式を解く代わりに, 各ガス成分の質量分率の輸送式を解いた. その場合の各質量分率輸送式におけるモデル (12), (13) の表現を考察する. 燃焼場の解析をする場合には,

1) 混合分率 f の輸送式:

$$\frac{\partial \rho f}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j f}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial f}{\partial x_j} \right) \quad (28)$$

ここに, u_j : j 方向の流速, Sc : Schmidt 数, Sc_t : 乱流 Schmidt 数で, それぞれ定数, μ : 粘性係数, μ_t : 渦粘性係数である.

2) 各ガス成分の質量分率:

$$\frac{\partial \rho Y_x}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_x}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_x}{\partial x_j} \right) + \omega_x \quad (29)$$

上式中の x_i は一般の三次元座標系である. 以下, 一般化反応進行度の輸送式 (16), (17) を元に, 各成分の質量分率輸送式 (29) に対する反応項 ω_x の表現を検討する. まず, 燃料希薄側, すなわち, $f < f_{st}$ の場合を考える. (16) の両辺に

f_{Tmax} を掛けると, f_{Tmax} は定数なので,

$$\frac{\partial \rho f_{Tmax} \hat{c}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i f_{Tmax} \hat{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((D + D_t) \frac{\partial \rho f_{Tmax} \hat{c}}{\partial x_j} \right) + f \omega \quad (30)$$

ここで,

$$D = \frac{\mu}{Sc}, \quad D_t = \frac{\mu_t}{Sc_t} \quad (31)$$

(28) から (30) を差し引くと,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho (f - f_{Tmax} \hat{c})}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j (f - f_{Tmax} \hat{c})}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial (f - f_{Tmax} \hat{c})}{\partial x_j} \right) - f \omega \end{aligned} \quad (32)$$

(32) は, Y_{CH_4} の輸送式そのものであり,

$$\frac{\partial \rho Y_{CH_4}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_{CH_4}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_{CH_4}}{\partial x_j} \right) - f \omega \quad (33)$$

よって, Y_{CH_4} の反応項 ω_{CH_4} は, 反応進行度の反応モデル ω に f_{Tmax} を乗じて, 負値としたものである. 更に, ω 中に含まれる c を Y_{CH_4} で書き直すことにする. (12) で, $I_0 > 0.7153$ の場合を次のように書き直す.

$$\omega = G \cdot c^2 (1-c) \frac{\hat{\alpha}(1+\hat{\alpha}c)}{(1+\hat{\alpha}(2c-1))^2} \quad (I_0 > 0.7153) \quad (34)$$

ここに,

$$G = \frac{4\rho_u Su}{\delta} I_0^2 \left(\frac{df}{dx} + \frac{\delta}{2} \frac{d^2 f}{dx^2} \right) \left(\frac{df}{dx} \right)^{-1} \quad (35)$$

まず, (14) を用いて,

$$c = \frac{f_{Tmax} \hat{c}}{f} \quad (36)$$

(34) に用いて,

$$\begin{aligned} \omega = & G \cdot \left(\frac{f_{Tmax} \hat{c}}{f} \right)^2 \left(1 - \frac{f_{Tmax} \hat{c}}{f} \right) \\ & \times \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \frac{f_{Tmax} \hat{c}}{f} \right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(2 \frac{f_{Tmax} \hat{c}}{f} - 1 \right) \right)^2} \quad (I_0 > 0.7153) \end{aligned} \quad (37)$$

(18) より,

$$f_{T \max} \hat{c} = f - Y_{CH_4} \quad (38)$$

これを (37) に適用すると,

$$\omega = G \cdot \frac{Y_{CH_4}}{f} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)^2 \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - 2 \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)^2} \quad (39)$$

これから, 最終的な拡散燃焼モデルとしては, 次のように表現できる.

($I_0 > 0.7153$)

$$\omega_{CH_4} = -fG \cdot \frac{Y_{CH_4}}{f} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)^2 \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - 2 \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)^2}$$

($I_0 \leq 0.7153$)

$$\omega_{CH_4} = 0 \quad (40)$$

同様に, Y_{O_2} , Y_{CO_2} , Y_{H_2O} について考えると,

$$\frac{\partial \rho Y_{O_2}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_{O_2}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x_i} \right) \omega + A_{O_2} f \left(1 - \frac{1}{f_{st}}\right) \omega \quad (41)$$

$$\frac{\partial \rho Y_{CO_2}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_{CO_2}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial x_i} \right) \omega + \frac{M_{CO_2}}{M_{CH_4}} f \omega \quad (42)$$

$$\frac{\partial \rho Y_{H_2O}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_{H_2O}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_{H_2O}}{\partial x_i} \right) \omega + \frac{M_{H_2O}}{M_{CH_4}} f \omega \quad (43)$$

以上を纏めると,

$$\omega_{CH_4} = -f\omega \quad (44)$$

$$\omega_{O_2} = A_{O_2} f \left(1 - \frac{1}{f_{st}}\right) \omega \quad (45)$$

$$\omega_{CO_2} = \frac{M_{CO_2}}{M_{CH_4}} f \omega \quad (46)$$

$$\omega_{H_2O} = \frac{2M_{H_2O}}{M_{CH_4}} f \omega \quad (47)$$

ただし,

($I_0 > 0.7153$)

$$\omega = G \cdot \frac{Y_{CH_4}}{f} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)^2 \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(1 - 2 \frac{Y_{CH_4}}{f}\right)\right)^2}$$

($I_0 \leq 0.7153$)

$$\omega = 0 \quad (48)$$

である.

燃料過濃側では, (15) を用いて,

$$c = \frac{1 - f_{T \max} \hat{c}}{1 - f} \quad (49)$$

(34) に適用すると, $I_0 > 0.7153$ では,

$$\omega = G \cdot \left(\frac{1 - f_{T \max} \hat{c}}{1 - f} \right)^2 \left(1 - \frac{1 - f_{T \max} \hat{c}}{1 - f} \hat{c} \right) \times \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \frac{1 - f_{T \max} \hat{c}}{1 - f} \right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(2 \frac{1 - f_{T \max} \hat{c}}{1 - f} \hat{c} - 1 \right) \right)^2} \quad (50)$$

(26) より,

$$(1 - f_{T \max}) \hat{c} = \frac{1 - f_{st}}{f_{st}} (f - Y_{CH_4}) \quad (51)$$

(50) に用いて, 最終的に $I_0 > 0.7153$ では,

$$\omega = G \cdot \left(\frac{1 - f_{st}}{f_{st}} \frac{f - Y_{CH_4}}{1 - f} \right)^2 \left(1 - \frac{1 - f_{st}}{f_{st}} \frac{f - Y_{CH_4}}{1 - f} \right) \times \frac{\hat{\alpha} \left(1 + \hat{\alpha} \frac{1 - f_{st}}{f_{st}} \frac{f - Y_{CH_4}}{1 - f} \right)}{\left(1 + \hat{\alpha} \left(2 \frac{1 - f_{st}}{f_{st}} \frac{f - Y_{CH_4}}{1 - f} - 1 \right) \right)^2} \quad (52)$$

(44)～(47) 同様に纏めると,

$$\omega_{CH_4} = -\frac{f_{st}(1-f)}{1-f_{st}} \omega \quad (53)$$

$$\omega_{O_2} = -A_{O_2}(1-f)\omega \quad (54)$$

$$\omega_{CO_2} = \frac{A_{O_2} M_{CO_2}}{2M_{O_2}} (1-f)\omega \quad (55)$$

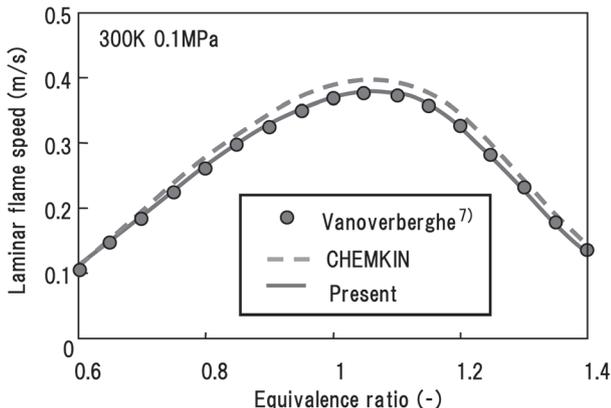


Fig.3 Laminar flame speed of the methane-air

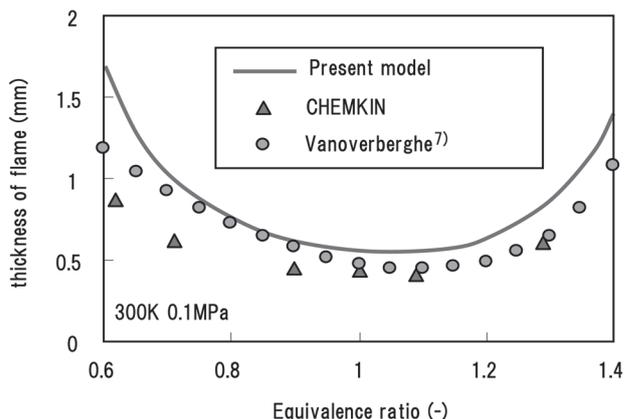


Fig.4 Flame thickness of the methane-air

$$\omega_{H_2O} = \frac{A_{O_2} M_{H_2O}}{M_{O_2}} (1-f)\omega \tag{56}$$

以上から、混合分率 f 及び各ガス成分の輸送式より、解析することが可能となる。本論文では、混合分率 f を解くのではなく、各ガス成分の質量分率輸送式を解くものとし、混合分率 f は空素の値から、以下のように評価した。

$$f = 1 - \frac{Y_{N_2}}{1 - A_{O_2}} \tag{57}$$

4. 平均反応速度の評価

本モデルでは、各混合分率における Su/δ を平均反応速度として与える必要がある。本論文では、常温・常圧下でのメタン予混合気の反応速度を検討した。本節では、 Su/δ の表現を求める。著者らは、既報において予混合燃焼モデルを提唱した際に、 Su/δ と混合分率 f との関係式を以下で与えた。理論的導出の詳細は文献 [3] に示した。

1) 燃料希薄側 ($f \leq f_{st}$)

$$\frac{Su}{\delta} = \frac{F \cdot A_{O_2} \rho_u}{4M_{O_2}} \left\{ \frac{1-f}{\tau^2} \left(\frac{RT_b}{E} \right)^2 + \left(1 - \frac{f}{f_{st}} \right) \frac{1}{\tau} \left(\frac{RT_u}{E} \right) \right\} \exp\left(-\frac{E}{RT_b} \right) \tag{58}$$

2) 燃料過濃側 ($f > f_{st}$)

$$\frac{Su}{\delta} = \frac{F \cdot A_{O_2} \rho_u}{4M_{O_2}} \frac{1-f_{st}}{f_{st}} \left\{ \frac{f}{\tau^2} \left(\frac{RT_b}{E} \right)^2 + \left(1 - \frac{1-f}{1-f_{st}} \right) \frac{1}{\tau} \left(\frac{RT_u}{E} \right) \right\} \exp\left(-\frac{E}{RT_b} \right) \tag{59}$$

ここに、 F 、 E ：反応式に Arrhenius 型モデルを適用した場合の頻度因子及び活性化エネルギー、 T_b ：既燃焼ガス温度、

τ ：発熱パラメータ ($= (T_b - T_u)/T_u$)、 A_{O_2} ：空気中の酸素の質量分率、添え字 st ：理論当量比の値、 M_{O_2} ： O_2 の分子量である。また、 M_{O_2} ：酸素の分子量、 $R = 8.31451 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ で気体定数である。(2) を用いれば、 δ を式から除去し、層流燃焼速度単独として表現できる。

本研究では、メタンの (58)、(59) 中の頻度因子 F 及び活性化エネルギー E を CHEMKIN の結果を元に決定した。なお、各混合分率の断熱火炎温度 T_b が必要であるが、同じく CHEMKIN に拠った。使用した素反応メカニズムは GRI-Mech Ver.3.0 であり、53 化学種 325 素反応を考慮できる。図 3 にメタンの層流燃焼速度の Vanoverberghe の実験値 [7] と CHEMKIN の結果の比較を示す。図より、CHEMKIN の結果は、実験を良く再現する事がわかる。頻度因子 F の値を一定値として、CHEMKIN で求めたメタンの各混合分率での断熱火炎温度を (58)、(59) に代入し、層流燃焼速度が図中の実験値 [7] と合うように活性化エネルギー E を、 f の関数として評価した。その数値から作成した、混合分率の関数としての活性化エネルギー E の近似式を、用いた F の値と共に以下に示す。

メタン：

$$F = 4.45 \times 10^{12} \text{ (mol/m}^3\text{/s)} \tag{60}$$

$$E = 268000 + \frac{34000}{2} \cdot \left(1 + \tanh \frac{2(f - 0.068)}{0.014} \right) \text{ (J/mol)} \tag{61}$$

実際に活性化エネルギー E が f の関数であるかは不明であるが、本モデルが総括反応をベースにしている (現実には総括反応の Arrhenius 型モデルは存在しない) 事や、(60)、(61) を、燃焼速度を表現する連続な関数と見なせば、問題は無いと考える。図 3 中の実線は、(58)、(59) に (60)、(61) を適用して評価した燃焼速度を示す。本式を用いれば、十分な精度で、常温・常圧下での燃焼速度を評価可能である。単体燃料の最後として、燃焼速度を (2) に適用し、求めた火炎の厚みと、Vanoverberghe のデータ [7] 及び CHEMKIN

結果から評価した火炎の厚みの比較を図 4 に示す. 厚みの算出は, CHEMKIN では温度分布を求め, 以下の式にて行った.

$$\delta = \frac{(T_b - T_u)}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}} \quad (62)$$

図より, CHEMKIN 及び (2) は, Vanoverberghé のデータ[7] と良い一致を示す. 但し, (60), (61) は, 特に f_{st} 近傍で断熱火炎温度に非常に敏感であり, その点注意を要する.

5. モデル固有の解析アルゴリズム

提案モデルを, 実際の数値解析に適用する際のアプローチについて検討する. 本モデルには, 混合分率 f の一次, 二次勾配が含まれる. モデル化は, 一次元拡散火炎にて行われているので, 実際の数値解析においては, 三次元での混合分率の勾配へ適用可能なアルゴリズムを構築する必要がある. 各方向の濃度勾配等の情報がある場合, 火炎面に対して垂直な方向を定義して, その方向での濃度勾配を評価するのが最も正確と考えるが, 本解析では, アルゴリズムの簡単な為, 三次元の各方向での濃度の一次, 二次勾配を求め, 各方向の (13) で定義される $\hat{\alpha}$ を求め, その最大値を本モデルの代表 $\hat{\alpha}$ として用いた. これは, 火炎が濃度勾配の大きな方向に支配されると仮定したことに相当する. また, (48) のように火炎伸張の効果を考慮するには, (6) を補助方程式として用い, Newton 法にて解を求める. (6) で Karlovitz 数の逆数 $1/Ka$ が 0.6138 よりも小さい場合には, I_0 には数学的な解が無いので $I_0 = 0$ とする. 一方, $1/Ka$ が 5 を越えると Newton 法でも解を得る事が難しくなる. $1/Ka = 3$ において, $I_0 = 0.999994$ なので, $1/Ka > 3$ では実質 $I_0 = 1$ において良い. そのため, $0.6138 < 1/Ka < 3$ の範囲で, Newton 法にて I_0 を求める事になる. その際にも, 各点での速度勾配が必要となる. 混合分率の勾配同様に, 三次元で扱う場合も, 代表速度勾配を評価する必要がある. これに関しては, 著者らの三次元予混合燃焼での解析において, $\partial u/\partial x, \partial v/\partial y, \partial w/\partial z$ の最大値を各位置での代表速度勾配として用いれば良いことを確認している. 上記アルゴリズムを, 市販コードの STAR-CD (ver. 3.26.059) に導入し, 以下を解析した. 計算機には, SR-11000 (16 ノード (POWER5 + 2.1GHz), 理論ピーク性能: 1TFLOPS) を使用した.

6. 層流対向流拡散火炎への適用及び検証

解析に用いた基礎式を以下に示す.

・連続式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (63)$$

・運動量輸送式:

(71)

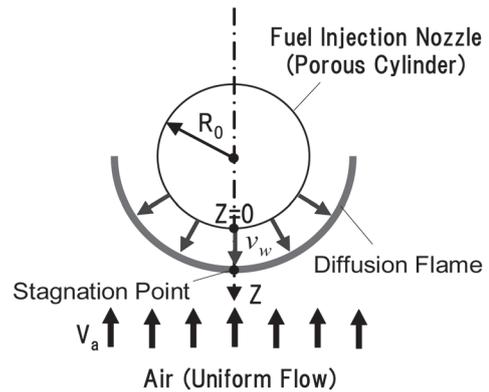


Fig.5 Calculation domain

Table 1 Numerical conditions

Parameters	Conditions
Pressure (MPa)	0.1
Temperature of unburned gas (K)	300
Air inlet velocity (m/s)	1.5
Fuel inlet velocity (m/s)	0.06
Fuel	Methane

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (64)$$

・エンタルピー輸送式:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) \quad (65)$$

・各ガス成分の質量分率輸送式

$$\frac{\partial \rho Y_x}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_x}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial Y_x}{\partial x_j} \right) + \omega_x \quad (66)$$

・状態方程式:

$$P = \rho RT \quad (67)$$

なお, 輻射の影響は小さいものとし, 無視した.

検証として, 辻及び山岡による層流対向流拡散火炎[8]に燃焼モデル (44)~(47) 及び (53)~(56) を適用する. 対向流拡散火炎では, 速度勾配による火炎伸張の効果が大きいため, 火炎伸張を考慮したモデルが必須となる. 解析体系を図 5 に示す. 図に示すように, 多孔体で構成された半径 $R_0 = 0.03(m)$ の円柱状の燃料ノズルが, 幅が 0.12 (m) の一様空気流が流れる流路に設置されたものであり, 淀み点を基点に拡散火炎が形成される. 入口から円柱状ノズルまでの距離は 75 mm, またノズル後端から出口までの距離は 150 mm とした. 辻及び山岡の実験条件を表 1 に示す. 入口の境界条件は文献からは不明であるが, 対象が層流であることから, 流れをポアゼユ流れと見なし, 壁面で流速ゼロ, 平均流速が 1.5 m/s となる二次関数の速度分布を与えた.

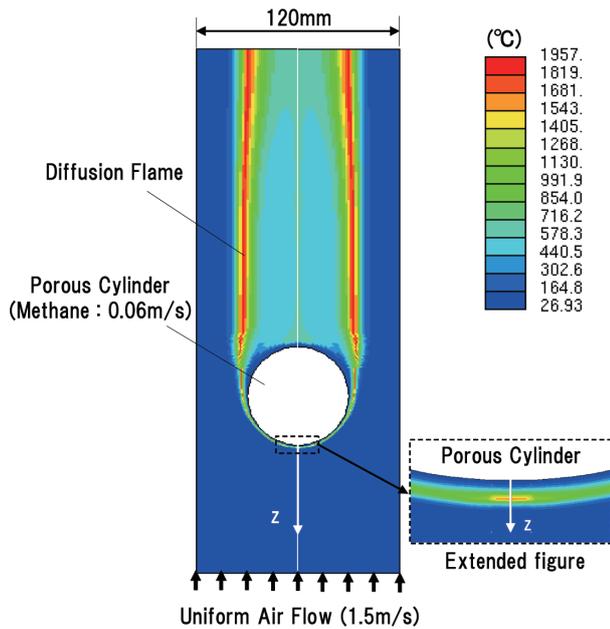


Fig.6 Overall temperature distribution

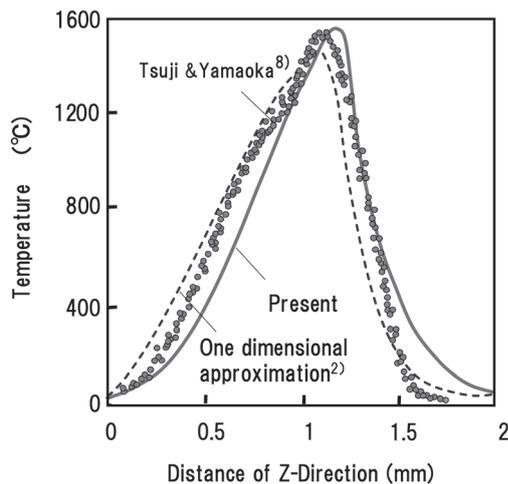


Fig.7 Temperature profile of Z-direction

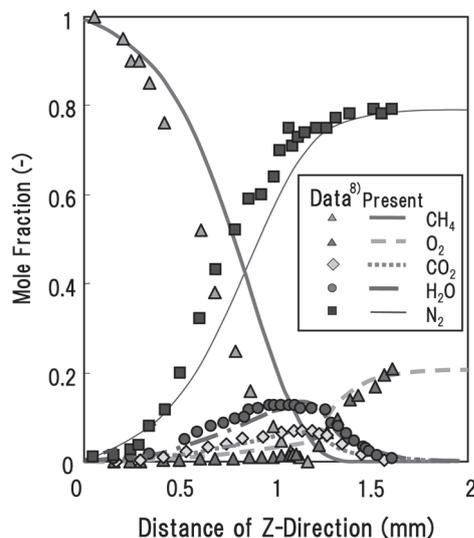


Fig.8 Mole fraction profile of Z-direction

側面にはノン・スリップ条件, 出口には圧力固定条件を与え, 燃料ノズルの境界条件としては, メタン流速を放射状に 0.06 m/s の固定値を与えた. 燃焼器内の温度分布の解析結果を図 6 に示す. 図において, 本研究の対象である燃料ノズル上流に形成される拡散火炎部分を拡大して示した. 図より, 一樣な空気流と燃料ノズルからの燃料流が衝突して形成される淀み点を起点として, 安定な拡散火炎が燃料ノズルを取り囲むように形成されていることがわかる. 燃料ノズル下流に形成される循環流により, 燃料ノズル側面に沿っても拡散火炎が形成されているが, これはブラフボディに保持された火炎と同様であると考え. 解析結果において, 燃料ノズル上流に形成された拡散火炎の厚みはノズル側面に形成されるそれに比して薄く, 火炎の最大温度も低いことが特徴である. 側面の最大火炎温度は 2000 °C であり, 常温空気での理論当量比での断熱火炎温度に近いのに対し, 対向拡散火炎の温度は 1500 °C 前後であり, 理論当量比での断熱火炎温度に比べて抑制されている.

辻及び山岡の実験及び解析の Z 軸方向に沿った温度分布を図 7 に示す. 図より, 解析結果のピーク位置は実験に比して, 0.2 mm 程度ずれている事がわかる. 図中には, 既報[2]において, 本解析と同じ体系での解析を, 流れにポテンシャル流れを近似し, Z 軸に沿った一次元的な拡散火炎として評価した結果も比較の為に示す. 既報[2]ではポテンシャル流れに実験による速度勾配を用いたが, 今回は実際の境界条件が不明なため, 入口境界条件としてポアゼイユ流れを仮定しており, ピーク位置に 0.2 mm 程度の差異が生じたものとする. 但し, 入口から燃料ノズル先端までの距離は 75 mm であり, その中で 0.2 mm 程度の差異で, ピーク値を予測できるのであれば, 実用上十分な精度を有すると考える. 温度のピーク値は, 実験と良く一致している. 理論当量比の断熱火炎温度は, 常温空気条件で約 2000 (°C) である. それに対して, 実験及び解析のピーク温度 1500 (°C) は, 理論当量比の断熱火炎温度に比して 500 (°C) 程度低めであり, 火炎伸張効果と燃料濃度勾配により, 燃焼反応は予混合火炎に比して抑制されているものとする. 本モデルは, 拡散燃焼における反応抑制効果を良く再現できているものとする. 実験では, 0.75-1 mm 近傍の温度分布に凹みが認められる. これは, 辻及び山岡の論文[6]によれば, 燃料過濃側において負の発熱速度の反応域が存在するためと報告されている. その要因の一つとして, 燃料過濃側での熱分解についても言及している. 負の発熱速度の要因が, 熱分解であれば, 本モデルは一段総括反応を前提にしているため, 実験で観察される凹み部分は再現できない.

次に, 実験及び解析の Z 軸方向に沿った各成分のモル分率の分布を図 8 に示す. 図より, 温度分布同様に, 分布が全体的に 0.2 mm 程度, 上流側にシフトしている. これは, 上記のように適切な入口境界条件, 特に流速分布を与えれば改善されるものとする. それ以外にも, 前報同様に, 燃料過濃側での酸素及びメタンの分布が全体に過大評価傾向にある. 実験では CO, C₂H₂ 他の成分が生成されている.

本解析では, 一段総括反応を考えているために, 酸素及びメタンを過大評価しているものとする。また, 全成分において概して過濃側で差異が大きくなるが, 実用の範囲としては温度分布同様に全体的な分布を良く再現できていると考える。

以上の比較により, 層流拡散燃焼場に, 提案燃焼モデル (10), (11) を適用した結果, 実験を再現する結果を得た。これより, 提案したモデルは数値計算に適用しても, 十分な精度にて層流火炎中の物理量を評価可能と考える。

7. Sandia Flame D によるモデルの検証

本研究では, 提案モデルを乱流拡散燃焼場のベンチマークとして適用事例の多い *Sandia Flame D* [9] に適用し, 乱流場での検証を試みた。基礎式は (63)～(67) に加えて, 噴流に対する解析精度が比較的高いと言われる *RNG k-ε* モデルを用いた, k 及び ε 方程式を以下に示す。

$$-\langle \rho u_i u_j \rangle = \mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij} \quad (68)$$

$$\mu_t = c_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \\ = \mu_t (P + P_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (70)$$

ここで,

$$P = S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad P_B = -\frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (71)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho u_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \\ = c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\mu_t P - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \\ + c_{\varepsilon_3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - c_{\varepsilon_2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + c_{\varepsilon_4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ - \frac{c_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \rho \varepsilon^3}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \end{aligned} \quad (72)$$

ここで,

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij}} \quad (73)$$

定数系は, 表 2 の通りである。なお, 本計算では体系が円筒座標系で記述できるので, 二次元円筒座標系の Favre 平均の輸送式を用いている。

Table 2 Constants on RNG $k-\varepsilon$ model

c_μ	σ_k	σ_ε	σ_h	σ_m	$c_{\varepsilon 1}$
0.085	0.719	0.719	0.9	0.9	1.42
$c_{\varepsilon 2}$	$c_{\varepsilon 3}$	$c_{\varepsilon 4}$	η_0	β	
1.68	1.42	-0.387	4.38	0.012	

Table 3 Boundary conditions

Parameters	Premixed gas	Burned gas	Air
Density (kg/m^3)	1.17	0.180	1.17
Temperature (K)	294	1880	294
Inlet velocity (m/s)	49.6	11.4	0.9
Y_{CH_4}	0.156	0	0
Y_{O_2}	0.197	0.052	0.233
$Y_{\text{H}_2\text{O}}$	0	0.117	0
Y_{CO_2}	0	0.097	0
Y_{N_2}	0.647	0.734	0.767

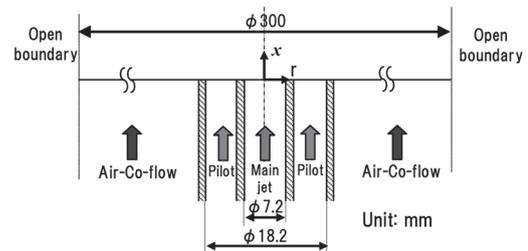


Fig.9 Calculation domain around burner

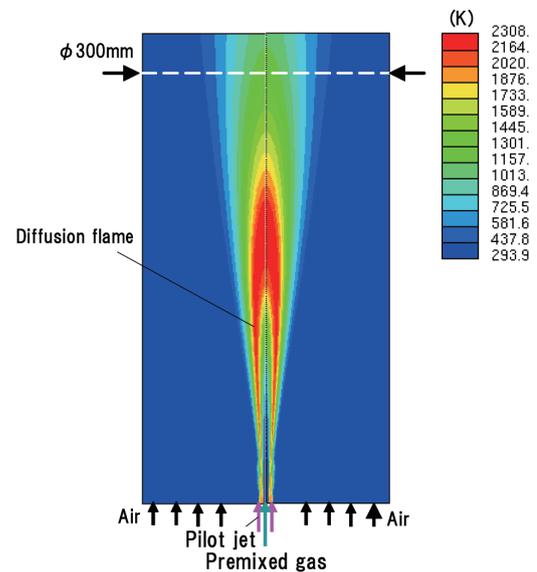


Fig.10 Temperature distribution around burner

解析体系を図 9 に示す。図のように, 1880 (K) のパイロット火炎により, メタン-空気の混合気 (混合分率: 0.156) と周囲に流れる空気 (流速: 0.9 m/s) との安定な拡散火炎を形成するものである。燃料ベースでの *Reynolds* 数は $Re = 22400$ であり, 十分な乱流状態にあると考える。解析条

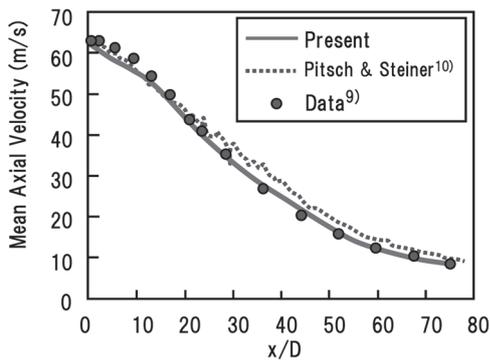


Fig.11 Mean axial velocity along centerline

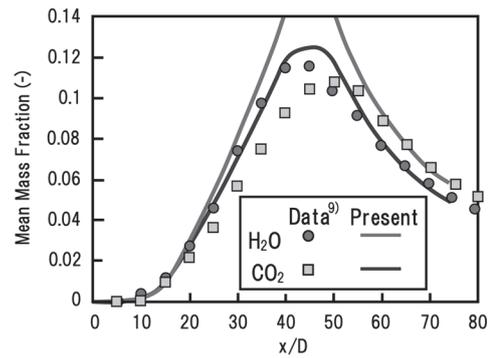


Fig.15 Mean mass fractions along the centerline

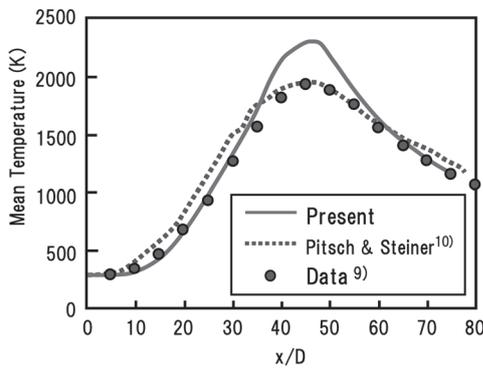


Fig.12 Mean temperature along centerline

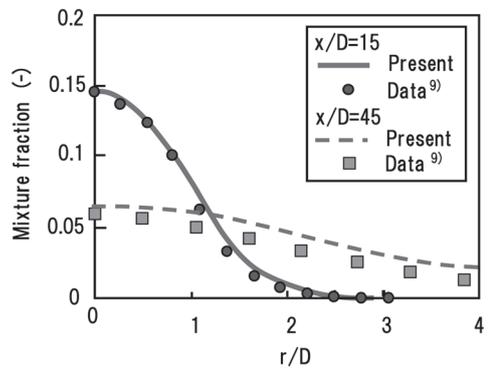


Fig.16 Mean mixture fraction along radial direction

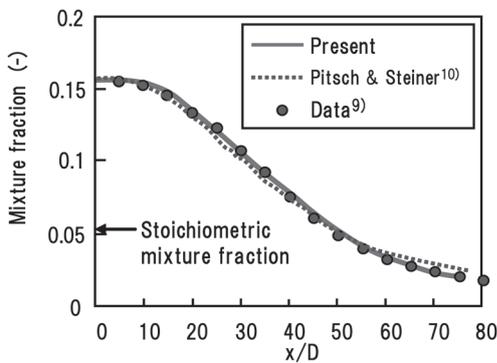


Fig.13 Mean mixture fraction along centerline

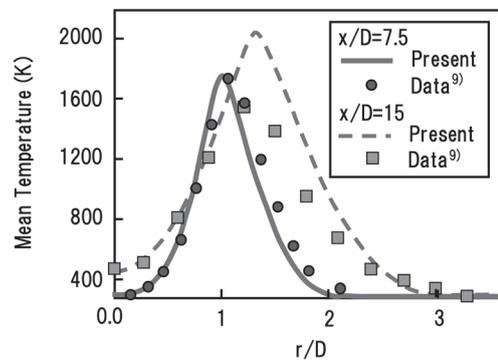


Fig.17 Radial profile of temperature at $x/D = 7.5$

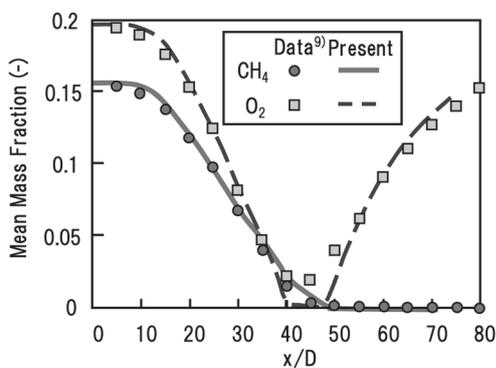


Fig.14 Mean mass fractions along the centerline

件の詳細を表3に示す。燃焼器内の温度分布を図10に示す。図より、バーナーからの予混合気が周囲空気との拡散火炎を形成している様子が判る。図11~15には、それぞれ中心軸上の軸方向流速、温度、混合分率及びメタン、酸素、CO₂、H₂O各成分濃度の分布の解析と実験データ[9]との比較を示した。軸方向距離は、予混合気ノズル径 $D (= 7.2 \text{ mm})$ で無次元化している。図11及び図13より、軸方向流速分布と混合分率の分布は、実験値を極めて良く再現できていると考える。図中には、LES及び代表的な拡散燃焼モデルの一つである *Lagrangian Flamelet model* を、詳細な素反応系と共に用いて *Sandia Flame D* を解析した *Pitsch* 及び *Steiner* の結果[10]も比較の為に示した。本解析結果は、こ

の解析結果とも極めて良く対応している。一方, 図 12, 図 14 及び図 15 より, 温度分布及びメタン, 酸素, CO_2 , H_2O 各成分濃度の分布では, $x/D = 30-60$ の間において実験との差異が大きい領域が認められる。それに対して, Pitsch 及び Steiner の結果は, 実験を良く再現している。図 13 から, この領域は, メタンの理論当量比 0.055 に近い燃料濃度である。温度が過大評価, 酸素が過小評価されている点から判断して, 理論当量比 0.055 近傍で反応を過大評価する傾向にあると考える。Kilian は, 同じく代表的な拡散燃焼モデルの一つである PDF と標準 $k-\epsilon$ モデルによる Sandia Flame D の解析を試みており, その中で総括反応と詳細な素反応の考慮が, 解析結果に与える影響を評価している [11]。総括反応の場合, ピーク温度を過大評価する傾向にあることを指摘している。本計算の過大評価が, その影響とすれば, 今後, 詳細な素反応系の考慮が不可欠である。図 15 においては, 本計算では, メタン・酸素の一段総括反応を用いているために, 中間生成物である CO 及び H_2 の影響を考慮できない。実験では, $x/D = 30-50$ 程度の領域では CO 及び H_2 の生成が多く, その分が解析では CO_2 及び H_2O に加算されるので, 過大評価する要因の一つと考える。上記温度及び各成分濃度分布の差異の要因を更に評価する為に, $x/D = 15$ 及び 45 断面での半径方向の混合分率分布を図 16 に示す。図より, 両位置において実験値を良く再現していることが判る。これより, RNG $k-\epsilon$ モデルは, 本解析の対象である, 噴流型の流れを比較的良く再現できるものと考え。最後に $x/D = 7.5$, 15 断面における半径方向の温度分布の比較を図 17 に示す。図より, $x/D = 7.5$ 程度までは, 解析と実験は良い対応を示していると考え。 $x/D = 15$ では, 上記の中心軸上の温度分布と同様に, 最大温度分布を過大評価する傾向である。この課題に対しては, 前述のように, 素反応系に関する考察と共に, 今後 LES のような, より高次のモデルを適用し, さらに検証を進める予定である。素反応の考慮は, CO 及び NO_x の評価をする上でも重要と考える。

以上の結果から, 提案したモデルの妥当性及び解析のアルゴリズムが一定精度で検証できたものと考え。本解析では, アルゴリズムの簡単な為に, 三次元の各方向での α を求め, その最大値を本モデルの代表 α として用いたが, 本解析の範疇では良好な結果を得たと考える。

8. 結言

第一報にて提案した統一燃焼モデルを層流対向流拡散火炎及び乱流拡散火炎に適用し, 火炎帯中の温度分布及び各成分のモル分率他の実験値と比較した。その結果, 以下の知見を得た。

① 辻及び山岡の層流対向流拡散火炎に対して, 本モデルを適用し, 温度及び各ガス成分のモル分率の実験結果及び既報で評価した一次元解析結果と比較した。今回の解析結果は, 既報に示した一次元解析結果に比して, 各分布

とも上流側に 0.2 mm 程度シフトする結果となった。一次元解析では, 流速を実験から求めて与えたのに対して, 本解析では, 入口流速境界条件が不明なため, 層流と仮定して放物線近似により与えた為に, 実際の入口速度分布と異なっていることが要因の一つと考える。但し, 入口から円筒燃料ノズル先端までの距離は 75 mm であり, その中で 0.2 mm の差異は十分に小さいと考える。

② 典型的な乱流拡散火炎である Sandia Flame D の解析は, 中心線上の軸方向流速分布, 燃料の混合分率は実験結果を良く再現できた。一方, 温度分布は無次元距離で $x/D = 30-60$ の領域で過大評価する領域が出た。これは, 総括反応を用いている限界による可能性もあるが, 今後, LES 等のより高度なモデルと共に, 提案モデルを検証していく必要があると考える。

以上より, 提案モデルを実際の層流及び乱流場での燃焼数値解析に適用した場合においても, 十分な精度で, 実験を再現することを確認したと考える。今後, 種々の乱流モデルと併用した, 複数の燃焼場へ適用し, 統一的な燃焼モデルとしての精度を検証していく予定である。

References

1. 稲毛真一, 日本燃焼学会誌, 第 49 巻 150 号, 47, (2007)
2. 稲毛真一, 日本燃焼学会誌, 第 49 巻 150 号, 57, (2007)
3. 稲毛, 大塚, 機論 B 編 61 巻 586 号, 2290, (1995)
4. 稲毛, 大塚, 機論 B 編 63 巻 609 号, 1806, (1997)
5. 稲毛他, 機論 B 編 63 巻 612 号, 2351, (1997)
6. 稲毛他, 機論 B 編 63 巻 615 号, 263, (1997)
7. Vanoverberghe, K. and Egolfopoulos, F.N., *Proc. Combust. Inst.* : 27, 513, (1998).
8. H. Tsuji and I. Yamaoka, *Proc. Combust. Inst.* : 13, 723, (1971).
9. R. S. Barlow and J. H. Frank., *Proc. Combust. Inst.* : 27, 1087, (1998).
10. H. Pitsch and H. Steiner. *Phys Fluids*. Vol. 12. No. 10 (2000), 2541.
11. C. A. Kilian.(2005). Thesis, Universitat Politecnica de Cotalunia.