The Society of Naval Architects of Japan

線状加熱における衝突噴流火炎場解析のための燃焼モデルおよび乱流モデルに関する研究

正員 澤村淳司* 正員 富田康光**
正員 大沢直樹** 正員 橋本聖史**

Study on the Combustion Model and Turbulent Model for Thermal Flow Analysis of Impinging Jet Flame during line Heating Process

by Junji Sawamura, *Member* Yasumitsu Tomita, *Member*
Naoki Osawa, *Member* Kiyoshi Hashimoto, *Member*

Summary

A new turbulent combustion model to predict thermal flow in the impinging jet flame, which is based on mixing controlled reaction rates, is developed. The main feature of the proposed model is that the rate of the combustion will be determined by the rate of dissipation of eddies and concentration of fuel-oxygen in the flame. The proposed model is proved to be the most effective in the practical computation of impinging jet flame during line heating process by comparing calculated gas temperature with the measured one.

1. 緒 言

わが国の造船業の国際競争力を維持，強化するため，熟練技能者の経験と勘を頼りにする割合の高い線状加熱を用いた板曲げ加工の自動化による高効率化，高精度化が求められている。そのためには数値シミュレーションによってガス線状加熱時の物理現象を再現し，加熱条件と部材変形量との関係を定量的に推定する手法を確立する必要がある。線状加熱に伴う熱移動現象のなかで，ガスの燃焼流動と鋼板への熱伝達の現象は未だ十分に解明されていない。

著者ら[1]は，LIF 法を用いた移動熱源衝突噴流火炎場の鋼板表面極近傍までのガス温度分布測定実験を実施し，トーチ周りのガス相対温度分布は，トーチ移動速度によらず点加熱時の定常状態の温度とほぼ同一であることを明らかにした。そして，この知見に基づいて，定常状態のガスの温度分布から鋼板への入熱量を推定する，新しい鋼板入熱分布推定法を提案した。この新しい入熱量推定法は非直線加熱時を含む一般の撓鉄作業に応用できる。

残されている問題は，鋼板表面近傍の燃焼ガス温度を精度良く推定することである。衝突噴流火炎の温度解析手法は未だ確立されていない。著者らは，前々報[2]，前報[3]において，既存の燃焼モデルと標準 $k\varepsilon$ 乱流モデルを用いた燃焼流動解析を実施した。その結果，これらのモデルを用いた解析では，実験の燃焼流場温度分布を定量的に推定できないことが明らかになった。さらに，前報[3]では，衝突噴流火炎場予測を行うための燃焼モデル，乱流モデルなどの解析方法に関して考察し，これまでの解析方法の問題点を指摘した。

本研究では，この問題点を踏まえ，既存の燃焼モデルに改良を加えた新しい燃焼モデルを開発する。乱流モデルは標準 $k\varepsilon$ モデルよりも衝突噴流の解析に有効であるとされる低レイノルズ数型 $k\varepsilon$ モデルを採用する。そして，これらの解析モデルを用いて点加熱試験時の燃焼流動解析を実施し，ガス温度分布を実験結果と比較することによって，その有効性を示す。

2. 乱流燃焼モデルの改良

燃焼においては，可燃元素が燃料として供給され，ガスの流動により燃料と酸化剤が分子レベルまで混合し，その後，化学反応が起こり燃焼物が生成されると考えられる。

* 東京大学大学院工学系研究科
** 大阪大学大学院工学研究科

原稿受理 平成 14 年 7 月 10 日
秋季講演会において講演 平成 14 年 11 月 14，15 日

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

乱流場での燃焼は化学反応よりも，ガスの混合の方が燃焼反応を大きく支配（律速）すると考えられており，乱流火炎の解析には，乱流混合速度を燃焼律速とした渦消散モデルが燃焼モデルとして広く用いられる。しかし，乱流火炎においても，化学反応が律速となる場合もある。また，渦消散モデルは総括一段反応が仮定できる乱流燃焼場を対象としており，そのような仮定が成立しない燃焼場の解析や，火炎中の詳細な反応を考慮し多段の化学反応を考慮した解析が行えない。このような問題に対して，渦消散モデルに多段の化学反応律速モデルを組み合わせた燃焼モデルが考案されている。前報[3]では，上記2つの燃焼モデルを用いた解析を行ない，これら燃焼モデルでは十分に衝突噴流火炎を予測できないことを明らかにした。そして，衝突噴流火炎は乱流混合が支配的であり，この乱流混合はガスの流れにも影響を受けることから，k ε2乱流モデルの検討など，ガスの流れ場の予測を含めた乱流混合燃焼モデルの検討を行う必要があるとの考察結果を得た。

本節では，これらの考察結果を踏まえ，まず燃焼モデルに関しての検討を行いモデルの改良を行った。

2.1 燃料酸素混合比に依存した乱流燃焼モデルの考案

前報[3]では著者ら[4]の点加熱実験および，著者ら[1]の線状加熱実験と同条件の酸素を酸化剤とした過濃度燃料組成を与えた計算を行い，火炎最高温度が実験値よりもかなり高温となる結果を得た。一方，前々報[2]では空気を酸化剤とした量論混合比を与えて計算を行っており，火炎最高温度だけを見ると実験値よりも多少温度が低くなるだけで，前報の結果より実験値との温度差は小さいという結果を得た。これら2つの解析は基本的な解析方法は同一であるが，計算条件のうち燃料組成だけが大きく異なる。一般に燃焼反応は量論混合比近辺で最も活発に起こり，過濃度燃料の場合には量論混合燃料に比べ燃焼速度は著しく低下すると言われている。しかし，2つの解析で用いた渦消散モデルは，同じ乱流混合であれば，供給するガスの燃料割合が大きいほど燃焼速度が増加する傾向があり，混合比による燃焼速度の変化が十分に表現できない。このため，過濃度燃料を与えた前報[3]の計算では，最高温度が実験値よりも高温になったと考えられる。そこで，燃焼反応は乱流混合により起こり，燃焼速度は乱れエネルギーの減衰速度に比例すると同時に混合比にも大きく依存すると考え，渦消散モデルに燃料と酸素の混合比に関する項を付加することを提案する。その時の燃料の燃焼速度（kmol/m³/s）を次式で表す。

$$\bar{R}_{fu} = A \cdot B\left(\frac{\bar{\rho}\varepsilon}{\kappa}\right) \cdot \min\left(\bar{m}_{fu};\ \frac{\bar{m}_{ox}}{i};\ C\frac{\bar{m}_{pr}}{1+i}\right) \quad (1)$$

ここでk，εは乱れエネルギーとその消散率，iは量論酸素燃料比，$\bar{m}_{fu}, \bar{m}_{ox}, \bar{m}_{pr}$はそれぞれ燃料，酸化剤，既燃ガスの質量分率，$A$，$C$は$A=4$，$C=0.5$なる経験定数であり，一般に渦消散モデルを使用する場合に推奨されている値を用いた。Bは上記の考え方を基に新たに加えた混合比に関する項である。

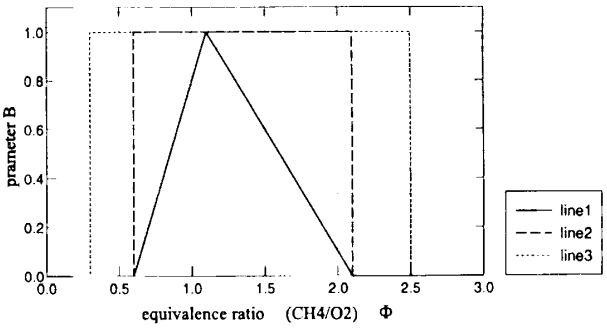


Fig. 1 Prameter B with equivalence ratio (CH 4/O 2) for modified eddy dissapation model

具体的なBの値は以下に示すように与えた。炭化水素燃料は量論混合比の1/2濃度から2倍濃度辺りまでが可燃濃度範囲であり，燃焼速度は量論混合比よりやや濃い当量比（1.05～1.1）で最大となる。そこで，CH_4/O_2量論混合比に対するCH_4/O_2混合比ϕが$\phi<0.6$，$\phi>2.1$でゼロとなり$\phi=1.1$で最大となるようなLine 1，$\phi=0.6$～2.1の混合比で乱流混合による燃焼反応が起こるとしたLine 2，そして，バーナー燃焼では乱流混合効果により，多少過濃度，希薄濃度に対しても燃焼が起こり得ることも考えられ，$\phi=0.3$～2.5で燃焼反応が起こるとしたLine 3のFig. 1に示すような3種類の関数を与える。ここで3種類の関数を用いるのは，混合比に対する燃焼速度の変化に関して理論的解明がされておらず，バーナー燃焼に対して混合比による燃焼速度の変化を表す確定したデータがないためである。そして，この3種類の関数を用いた解析結果からBの与え方に関して考察する。

2.2 計算対象および計算条件

基礎方程式および補助式，数値計算方法は前報[2]，前々報[3]と同様のものを用いる。乱流モデルはk ε2標準モデルを用い，燃焼モデルには，前項で提案した，混合比に関する項を付加したモデルを用いた。解析は定常乱流点加熱場として計算した。

板厚16 mmの鋼板上方に正方形の出口形状をもつガスノズルを鉛直下向きに配置する。ノズルからメタンガス（CH_4）と酸素（O_2）の予混合燃料を空気中に噴出させる。メタンガス（CH_4）の燃焼により形成された火炎が鋼板に衝突する衝突噴流火炎を計算対象とする。ノズル出口での計算条件は，著者ら[4]の点加熱実験（EX1）および著者ら[1]の線状加熱実験（EX2）と同条件とした。二つの条件は予混合燃料の流量と混合比が異なる。各条件での流量をTable 1に示す。

計算領域は，縦100 mm（x direction），横100 mm（y direction），高さ50 mm（z direction）の3次元空間領域を考えた。計算格子は縦54，横54，高さ41分割し，

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

Table 1 Flux of fuel gas for LIF experiment

Flame	CH_4(l/min)	O_2(l/min)	NO(l/min)
Ex1	2.00	2.30	0.40
Ex2	1.55	1.65	0.10

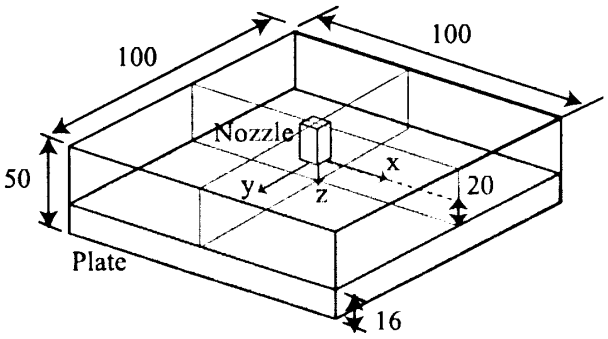
ノズル出口近辺と鋼板表面に近い領域では間隔を小さくした不等間隔格子を採用した。最小格子間隔は鋼板水平方向に0.1 mm（ノズル出口，鋼板表面近傍），垂直方向に0.5 mm（ノズル出口中心）である。

実験で使用したノズルは，パイロット火炎（そで火）と循環流を利用した保炎機構を有しており，流路はステップ状に広げられ，主炎孔の周りに4つのパイロット火炎用の補助炎孔を持つ。これにより，火炎はノズル出口から安定した火炎が形成される。そこで，計算で使用するノズルは流路をステップ状に広がった形状とした。補助炎孔は主炎孔よりも小さく（実験で使用した主炎の噴出口は直径0.9 mmの円形，パイロット火炎の噴出口は一辺が約0.3～0.5 mmの長方形状），これをモデル化すると計算コストが過大になるので，ノズル管内部の複雑な構造まで考え補助炎孔から噴出する混合気燃料の流れを計算することは困難である。このため補助炎孔のモデル化を省略し，主炎孔の大きさを実験で使用したノズルの主炎孔と補助炎孔の面積の和とほぼ同じになるように，一辺1.0 mmの正方形状とした。計算に用いたノズル形状および，計算モデルをFig. 2に示す。

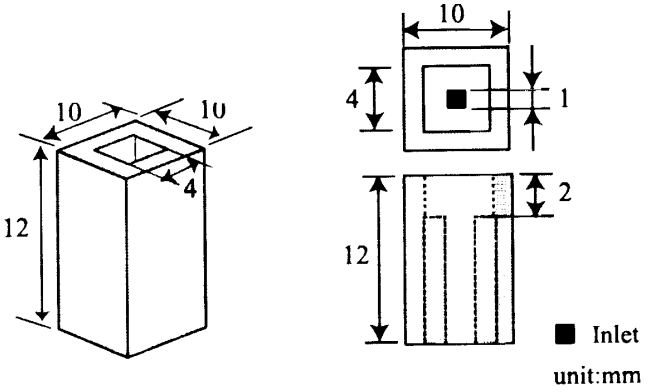
著者ら[9]の実験計測（Ex2）は，目視により確認した白芯先端がわずかに鋼板表面から離れたz＝18.3（mm）を基準として，白芯が板面に接するz＝16.6（mm），および白芯先端と板面の距離を約2 mmとったz＝20（mm）の3通りの条件下で行われている。この時の炎の白芯長さは約17 mm前後であると推定され，その周辺で温度が最も高くなる。すなわちz＝18.3の計測では鋼板表面からの距離が約1～2 mm，z＝16.6では鋼板表面近傍，z＝20では鋼板表面から約3～4 mm上方での温度が最も高くなると推定される。しかし，Fig. 3(b)を見ると，いずれの計測結果を見ても鋼板表面からの距離が4.0 mm前後の位置から温度が低下しており，この間の燃焼反応が著しく低下しているものと考えれる。同様に，著者ら[9]の実験計測（Ex1）である，Fig. 3(a)においても，いずれのノズル高さに対しても鋼板からの距離がz＝2.0～3.0（mm）上方の点から温度が低下している。これより，Ex1の計算では鋼板表面からの距離が2 mm上方まで，Ex2の計算では鋼板表面からの距離が5 mm上方までの領域内の燃焼反応はおこらないとして計算を行う。

2.3 計算結果と考察

Fig. 4，Fig. 5は著者ら[9]の点加熱実験（Ex1）と解析結果の温度分布を比較したグラフである。Fig. 4は解析領域中央断面の鋼板水平方向温度分布である。zはノズルからの鋼板垂直方向距離を示し，(a)はノズル出口からの距離が約9 mmの位置での温度分布で，(b)～(e)の順に鋼板に近くなり，(f)は鋼板からの距離がおおよそ1 mmの位置での温度分布となる。Fig. 5はノズル出口をゼロとしたノズル中心軸およびそれに平行な直線上での温度分布である。xはノズル中心からの水平方向距離を表し，(a)がノズル中心軸での温度分布，(b)，(c)，(d)の順にノズル中心から遠い位置での温度分布となる。火炎中心部分の温度分布や火炎最高温度は，鋼板表面近傍までEx 1の実験の温度分布と良好な一致を示す。しかし，Figs. 4(a)，(b)，(c)のノズル中心から約10 mm離れた火炎外縁部の温度，そして，Figs. 5の(a)，(c)のノズル出口付近（x　0～6 [mm]）の温度分布は解析と実験とで若干異なった値を示す。この理由としては，実験計測の解像度が不十分であったために温度が急勾配で低下する温度分布が計測できなかったこと，補助炎口のモデル化を省略したためノズル出口付近での火炎が実際より小さく計算されたこと，等が考えられる。しかし，差異の生じたノズル中心から10 mm以遠の温度は中心部に比べ非常に低く，この部分の全入熱量への寄与は僅少である。よって，計算温度から入熱分布を推定しても，十分な精度が保たれると推定される。



(a) Domain for the numerical analysis

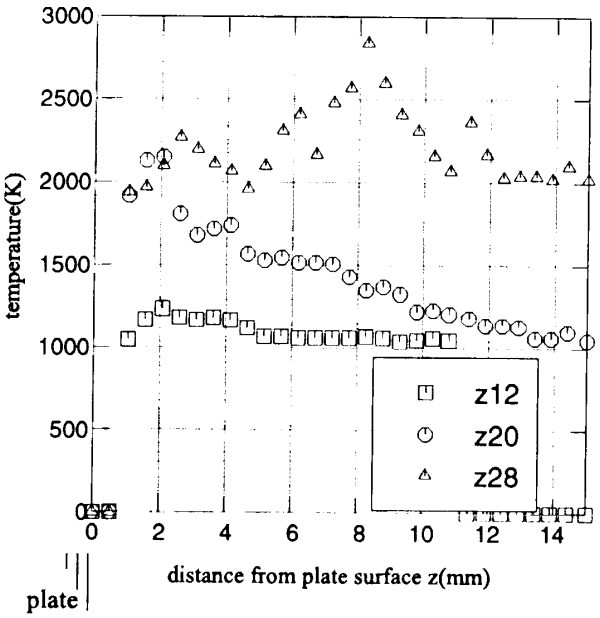


(b) Configuration of Nozzle

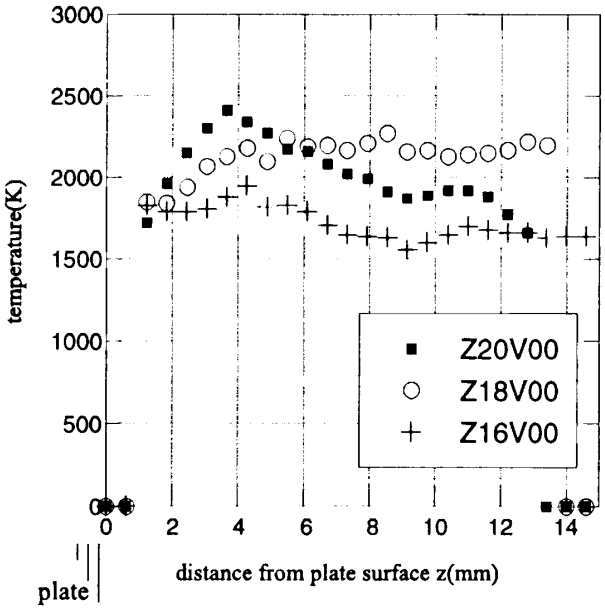
Fig. 2 Domain and configuration of nozzle for numerical analysis

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan



(a) Gas temperature at section of nozzle center for Ex1



(b) Gas temperature atsection of nozzle center for Ex2

Fig. 3 Gas temperature profiles at section of nozzle center for Ex1 and Ex2

パラメータ B の設定による温度分布の違いについて考察する。火炎中心部分の低温度部分の温度は Line 1, Line 2, Line 3 の順に高くなる。この領域での燃料は過濃度燃料となり，過濃度燃料の燃焼反応を Line 1, Line 2, Line 3 の順に大きくなるように B を設定した結果であると考えられる。火炎温度が最高温度を示す領域（x = ±2～5 [mm]）では3つの温度分布に大きな違いは見られない。これは，この領域内での燃料組成は理想混合比に近い値となっており，理想混合比ではいずれにおいても燃焼反応が同程度で進行するように設定したためであると考えられる。火炎外縁部の燃料は希薄になり，B の設定の結果，Line 1, Line 2, Line 3 の順に温度は高くなる。

Fig. 6, Fig. 7 は Ex 2 での点加熱試験[1]と解析結果の温度分布を比較したグラフである。グラフの詳細は Ex 1 の場合と同じである。鋼板近傍領域（Fig. 6(f)）以外では，ノズル中心軸上の低温度部分の形状や火炎最高温度等は実験結果と良好な一致を示し，温度分布は十分に推定できているといえる。ノズル中心から 10 mm 以遠の温度は計算値の方が若干低いが，Ex1 と同様の理由により，入熱量推定値の精度へのこの差異の影響は小さいと考えられる。

Fig. 6(f)および，Fig. 7 の鋼板表面近傍領域（16～17 $<z<20$ [mm]）を見ると，計算値が実験値より全体的に高く，最高で約 500 K の温度差がある。この計算精度は Ex1 に比べて劣っている。鋼板表面近傍以外の計算精度が良好なこと，および鋼板表面近傍では燃焼反応が著しく低下することより，この精度低下の原因は，鋼板表面近傍領域で乱流挙動およびガス・鋼板間熱伝達の評価が不適切なことに由来すると推定できる。

以上より，燃焼モデルに混合比に関する項を付加した燃焼モデルを用いると，従来の渦消散モデルに比較して温度分布の計算精度が格段に向上することが示された。同時に，条件によっては壁面近傍での計算精度が不十分な場合もあることも示された。この問題の解決には壁面近傍での燃焼，乱流，熱伝達現象に関する検討が必要である，これを次節で議論する。

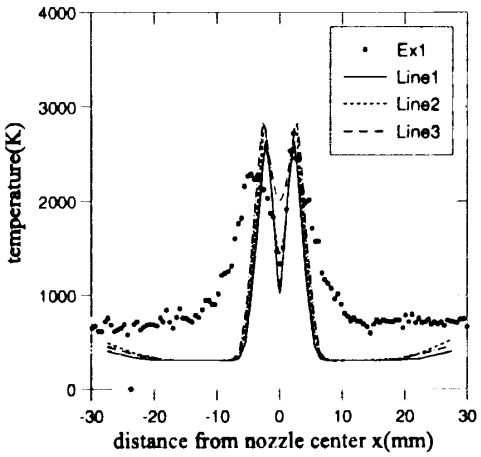
3. 低レイノルズ数型乱流モデルの導入

3.1 低レイノルズ数型乱流モデル

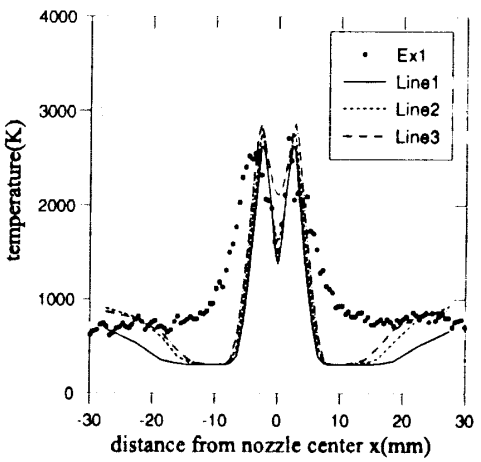
壁面近くでは，温度，速度が大きな勾配をもって変化する境界層が形成される。乱流場の境界層は非常に薄い。低レイノルズ数型 k-ε モデルを用いると，境界層内の壁面近傍までの詳しい速度，温度分布が計算可能であり，この領域内の乱流挙動，低レイノルズ数効果を再現できる。このモデルは，衝突，剥離，付着を伴う複雑な乱流に対しも適応可能であるといわれいるが，壁面近くに非常に多くの計算格子が要求され計算時間が増大する。一方，標準 k-ε2 方程式モデルでは，境界層上部で壁近傍の乱流特性を表した壁関数（対数則）を仮定することにより，境界層内の計算を行なうことなく境界層上部の壁面近傍の速度，および，ガスと鋼板との熱移動の計算を行う。このため，計算格子が大幅に節約でき計算時間も大幅に低減できる。このモデルは多くの流れ場に適用され，チャンネル流など比較的単純な流れ場に対しての解析精度は確認されており，数値安定性もよい。しかし，衝突，剥離，付着を伴う複雑な流れ場に対しては十分正しい結果が得られないことが知

NII-Electronic Library Service

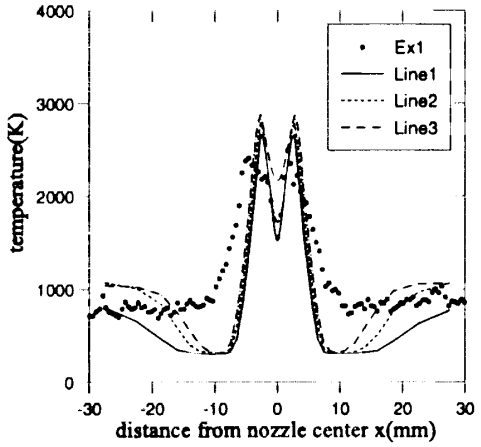
The Society of Naval Architects of Japan



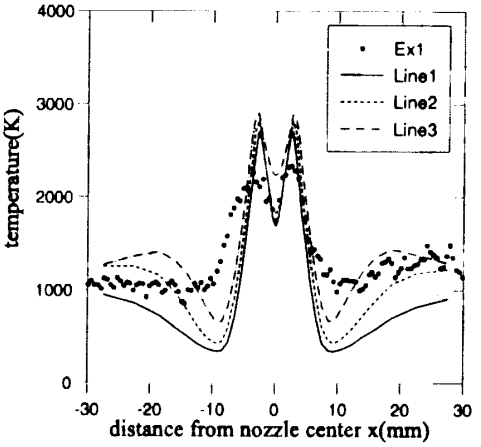
(a) z=10.70 [mm] (Ex1), z=10.50 [mm] (Cal)



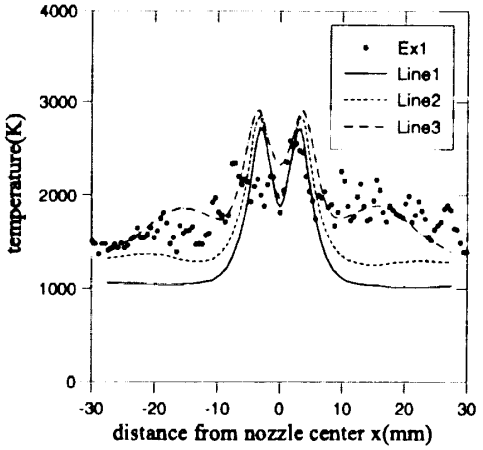
(b) z=13.30 [mm] (Ex1), z=13.25 [mm] (Cal)



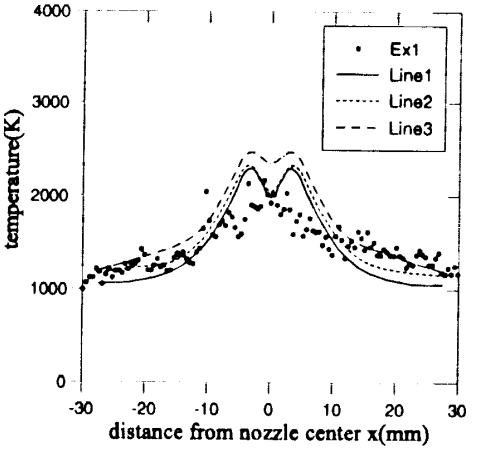
(c) z=14.30 [mm] (Ex1), z=14.25 [mm] (Cal)



(d) z=15.90 [mm] (Ex1), z=15.75 [mm] (Cal)



(e) z=17.40 [mm] (Ex1), z=17.50 [mm] (Cal)

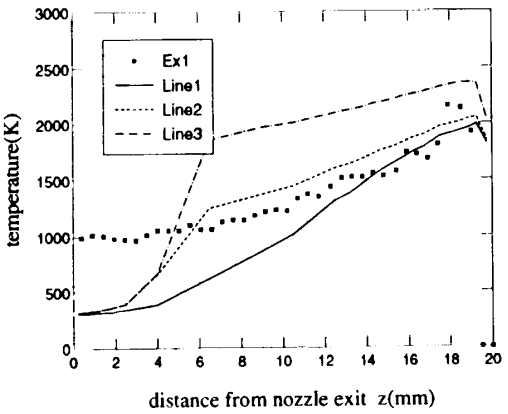


(f) z=19.00 [mm] (Ex1), z=19.25 [mm] (Cal)

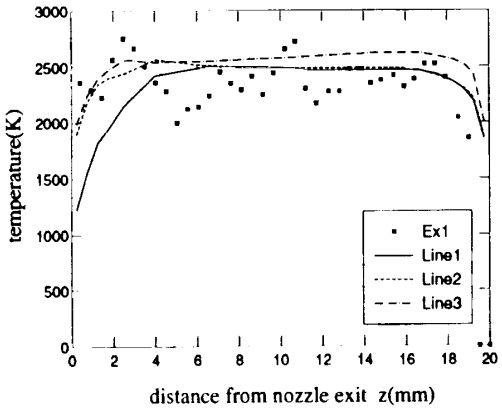
Fig. 4 Measured and calculated gas temperature distributions for Ex1 (modified Eddy Dissipation combustion model, horizontal plane)

NII-Electronic Library Service

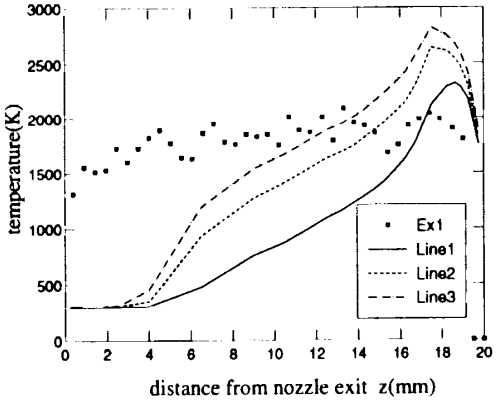
The Society of Naval Architects of Japan



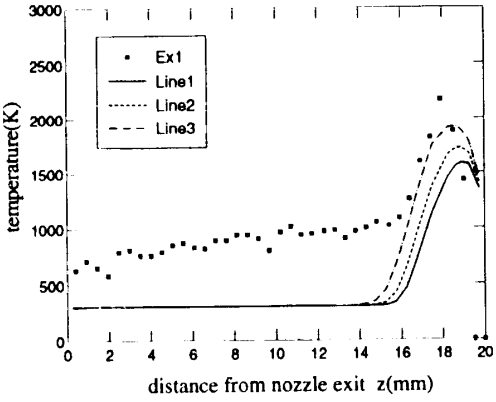
(a) x=0.01 [mm] (Ex1) x=0.00 [mm] (Cal)



(b) x=2.11 [mm] (Ex1) x=1.90 [mm] (Cal)



(c) x=4.69 [mm] (Ex1) x=4.75 [mm] (Cal)



(d) x=9.33 [mm] (Ex1) x=9.50 [mm] (Cal)

Fig. 5 Measured and caluclated gas temperature profiles for Ex1 (modified Eddy-Dissipation combustion model)

られており，複雑乱流場の壁面近くの流れ場を精度良く予測可能な壁関数はないといわれている。

前節では，乱流モデルに標準 k-ε2 方程式を，壁面近傍では対数則を用いた。これらの結果では鋼板表面近傍の温度分布が十分に予測できなかったので，この領域における乱流モデルの検討が必要である。

本節では，低レイノルズ数型 k ε モデルを用いて鋼板表面近傍における温度分布を解析する。低レイノルズ数型 k ε モデルには，数値安定性がよく壁面での乱流挙動をよく表現できる服部 長野のモデル[5]を用いる。低レイノルズ数型 k-ε モデルの基礎方程式を Table 2 に，服部 長野のモデル関数，モデル定数を Table 3 に述す。

低レイノルズ数型 k-ε モデルでは，壁近傍領域において十分細かい格子分割を行い，壁面近傍の乱流の挙動，低レイノルズ数効果を再現する。従って，境界層外から壁面境界条件を仮定する壁関数（対数則）は用いず，壁面では速度場はすべりなし条件を与え，次式により壁面熱流束 q_w を計算した。

$$\frac{q_w}{\rho C_p \alpha}=\frac{\bar{T}-\bar{T}_w}{\Delta y} \qquad (2)$$

Table 2 Basic equations for low Reynolds number k-ε model

$$\frac{D\bar{U}_i}{Dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}(\nu\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}-\overline{u_iu_j})$$

$$-\overline{u_iu_j}=\nu_t(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i})-\frac{2}{3}\delta_{ij}k$$

$$\nu_t=C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\hat{\varepsilon}}$$

$$\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\{(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}\}+P_k-(\bar{\varepsilon}+D)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\{(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\}+\frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon 1}f_1P_k-C_{\varepsilon 2}f_2\bar{\varepsilon})+E$$

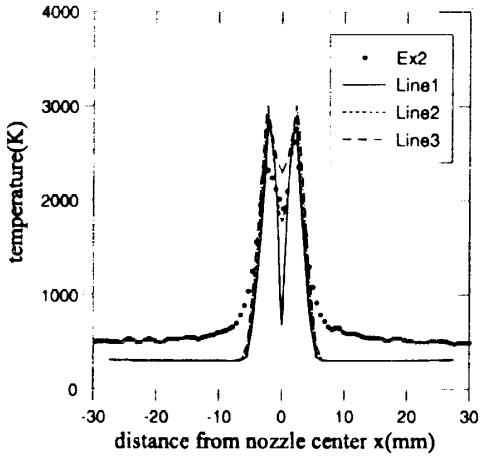
$$P_k=-\overline{u_iu_j}\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}=\frac{1}{2}\nu_t(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i})^2$$

$$\hat{\varepsilon}=\varepsilon+2\nu(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y})^2$$

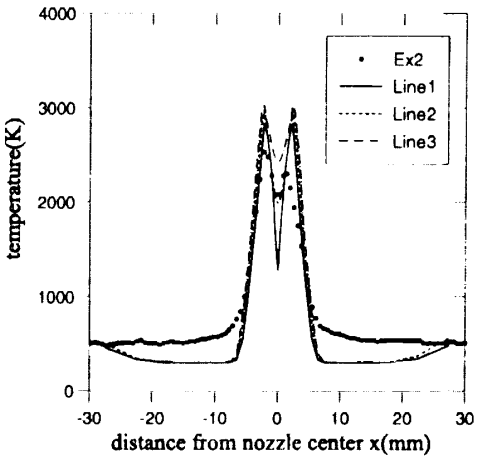
$\bar{T}$ はガス温度，$\bar{T}_w$ は鋼板表面温度，C_p はガスの定圧比熱，ρ はガスの密度，α はガスの熱拡散係数，Δy は壁面からの距離である。(2)式の T_w は鋼板表面から最も近い鋼板内部の格子点での温度を用いる。ガス領域に最も近い鋼板内部の格子間隔は 0.1 mm である。

NII-Electronic Library Service

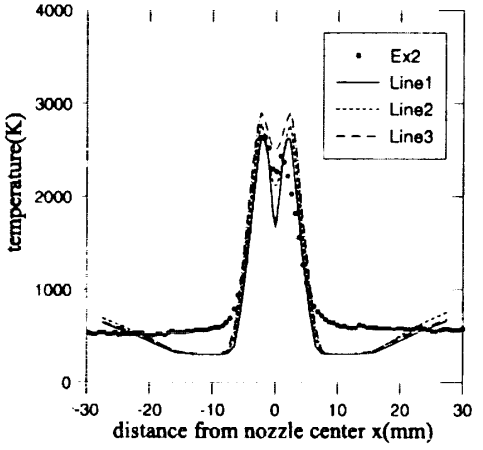
The Society of Naval Architects of Japan



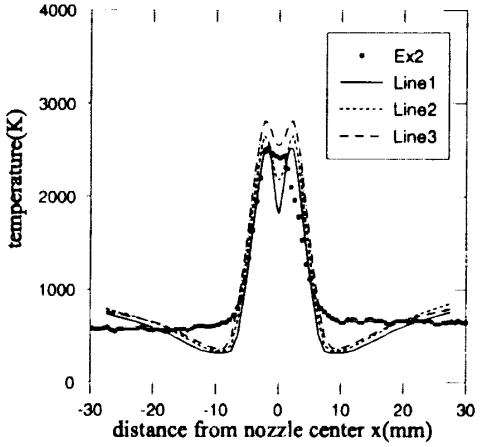
(a) z=9.02 [mm] (Ex2), z=9.00 [mm] (Cal)



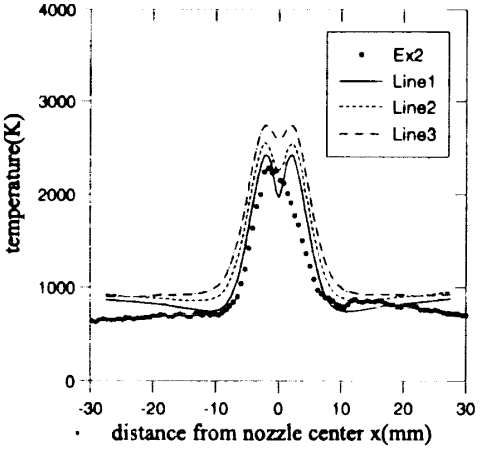
(b) z=13.29 [mm] (Ex2), z=13.25 [mm] (Cal)



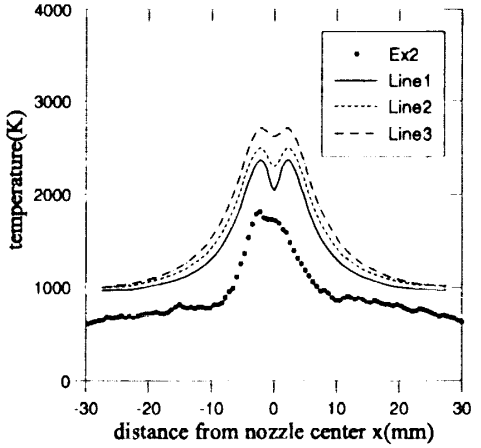
(c) z=15.12 [mm] (Ex2), z=15.25 [mm] (Cal)



(d) z=16.34 [mm] (Ex2), z=16.25 [mm] (Cal)



(e) z=17.56 [mm] (Ex2), z=17.50 [mm] (Cal)



(f) z=18.78 [mm] (Ex2), z=18.90 [mm] (Cal)

Fig. 6 Measured and calculated gas temperature distributions for Ex2 (modified Eddy Dissipation combustion model, horizontal plane)

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

Table 3 Model functions and constants for low-Reynolds number k-ε model

$$f_\mu = \{1-\exp(\frac{-y^+}{A^+})\}^2 \times [1+(\frac{20}{R_t^{\frac{3}{4}}})\exp\{-(\frac{R_t}{120})^2\}]$$

$$f_1 = 1, \quad f_2 = 1-0.3\exp(-R_t^2)$$

$$D = 2\nu(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y})^2$$

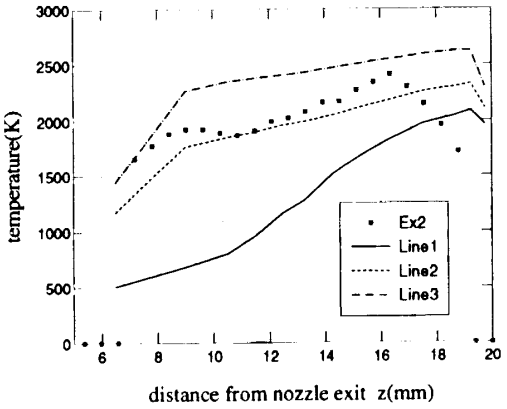
$$E = \nu\nu_t(1-f_{w1})(\frac{\partial^2\overline{U}}{\partial y^2})^2$$

$$f_{w1} = 1-\exp(\frac{-y^+}{30})^2$$

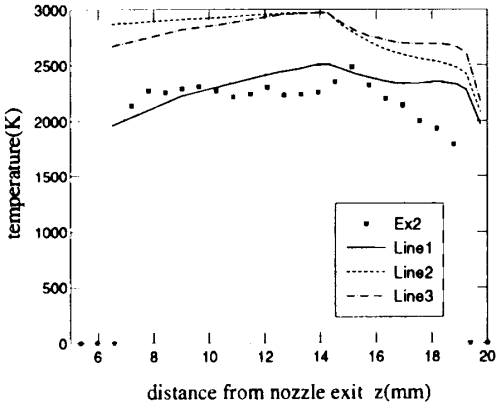
$$A^+ = \frac{30}{1+11.8P^+}$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.45, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.9, \quad \sigma_k = 1.4, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

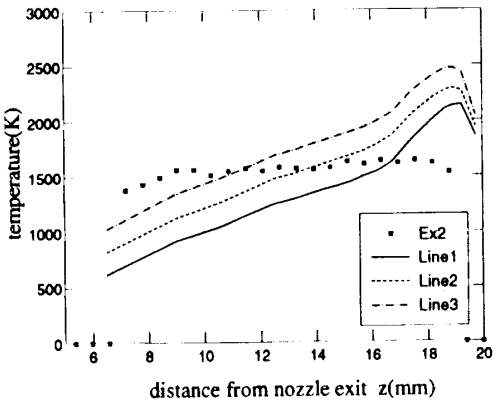
は高さ (z-direction) 方向に62分割 (2節の解析では41分割)，水平 (y, z direction) 方向に60分割 (2節の解析では54分割) し，鋼板表面近傍に多くの格子を配置した。鋼板表面に最も近くノズル中心軸に配置される格子サイズは高さ方向に0.05 mm (2節の解析では0.5 mm)，水平方向に0.05 mm (2節の解析では0.2 mm) である。計算格子数が過大にならないように，計算領域を縦40 mm (x-direction)，横40 mm (y direction) と，2節のモデルより小さくとった。実験結果および前節の計算結果ではノズル中心から10 mm以遠の温度変化は小さいので，計算領域を小さくしたことによる燃焼流場への影響は小さいと



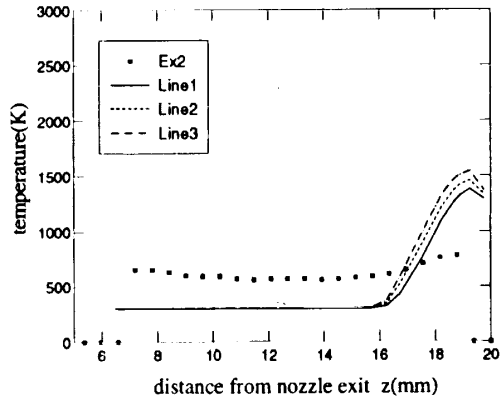
(a) x=0.12 [mm] (Ex2) x=0.00 [mm] (Cal)



(b) x=2.93 [mm] (Ex2) x=2.75 [mm] (Cal)



(c) x=4.15 [mm] (Ex2) x=4.25 [mm] (Cal)



(d) x=10.25 [mm] (Ex2) x=10.75 [mm] (Cal)

Fig. 7 Measured and caluclated gas temperature profiles for Ex2 (modified Eddy Dissipation combustion model)

3.2 計算対象および計算条件

燃焼モデルは2節で使用したモデルのうち，各条件で鋼板表面近傍のガス温度分布を最もよく予測しているものを用いた。実験Ex1ではLine 3を実験Ex2ではLine 1の燃焼反応モデルを採用した。基礎方程式および補助式，数値計算方法，計算モデル，計算条件は2節と同じとする。低レイノルズ数型k-εモデルでは，壁近傍領域において十分細かい格子分割を施す必要があることから，計算格子

考えられる。

3.3 計算結果と考察

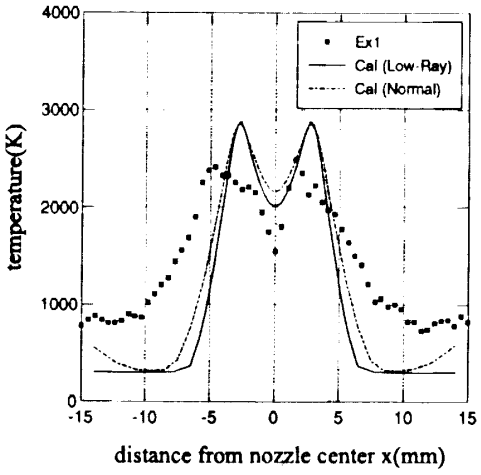
以下で，低レイノルズ数型k-εモデルを低レイノルズ数型モデルと，標準k-εモデルを標準モデルと呼ぶ。

著者ら[9]の点加熱試Ex1と，著者ら[11]の点加熱試験結果Ex2のガス温度分布について，実験結果と低レイノルズ数型モデル，標準モデルを用いた解析結果を比較した。

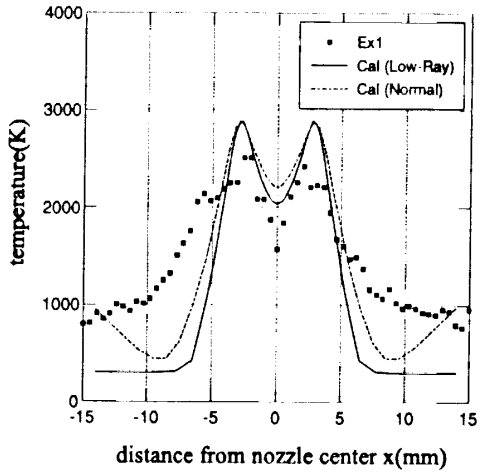
Fig. 8, Fig. 9にEx1についての比較を示す。Fig. 8は

NII-Electronic Library Service

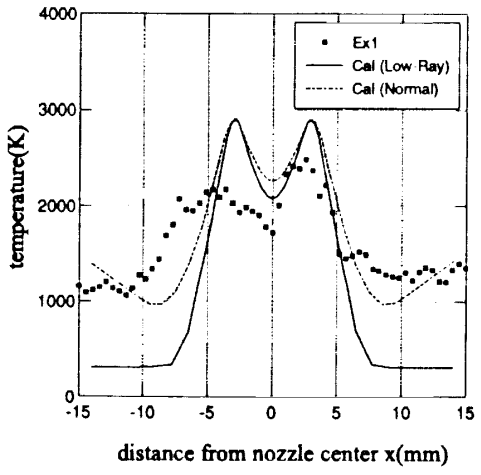
The Society of Naval Architects of Japan



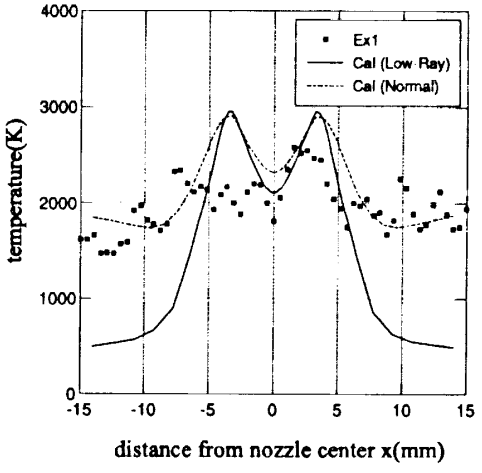
(a) z=14.30 [mm] (Ex1), z=14.20 [mm] (Low Ray), z=14.25 [mm] (Normal)



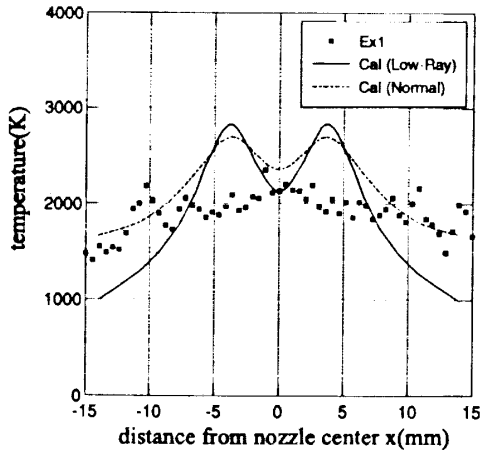
(b) z=15.40 [mm] (Ex1), z=15.35 [mm] (Low Ray), z=15.25 [mm] (Normal)



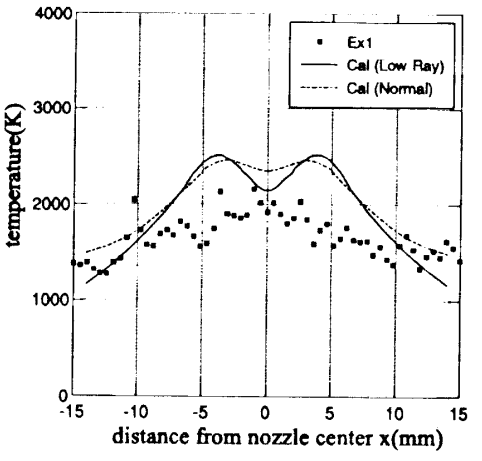
(c) z=16.40 [mm] (Ex1), z=16.55 [mm] (Low Ray), z=16.25 [mm] (Normal)



(d) z=17.40 [mm] (Ex1), z=17.70 [mm] (Low Ray), z=17.50 [mm] (Normal)



(e) z=18.50 [mm] (Ex1), z=18.50 [mm] (Low Ray), z=18.65 [mm] (Normal)

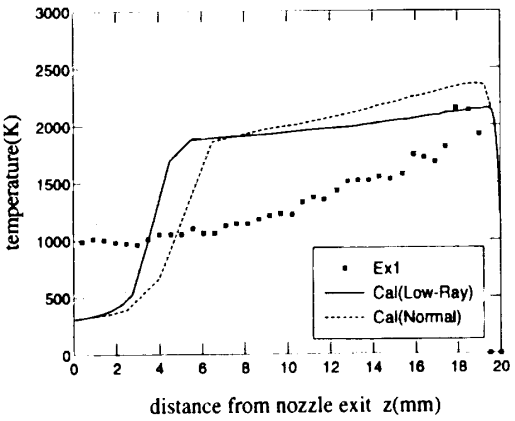


(f) z=19.0 [mm] (Ex1), z=19.25 [mm] (Low Ray), z=19.25 [mm] (Normal)

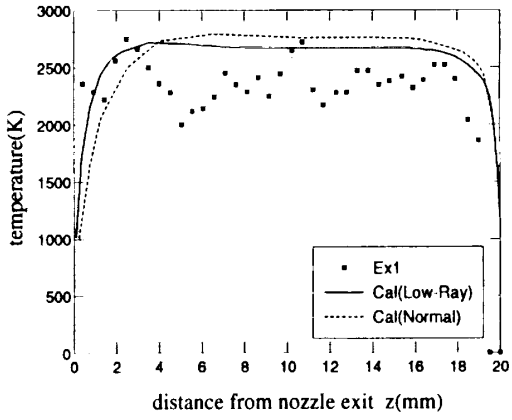
Fig. 8 Measured and calculated gas temperature distributions for Ex1 (low Reynolds number k-ε model, horizontal plane)

NII-Electronic Library Service

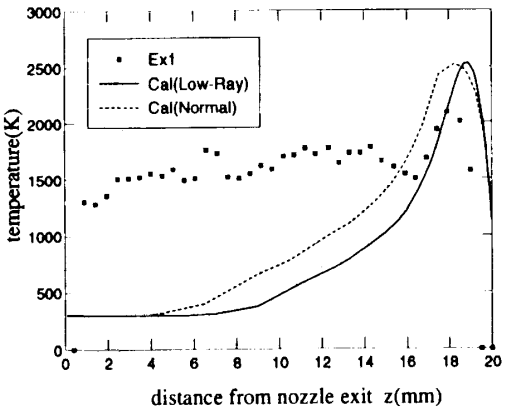
The Society of Naval Architects of Japan



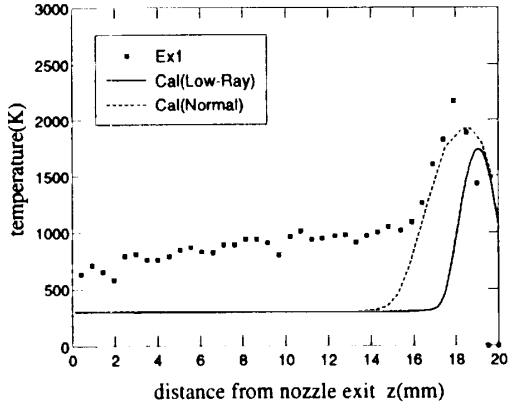
(a) x=-0.01 [mm] (Ex1), x=0.00 [mm] (Low Ray), x=0.00 [mm] (Normal)



(b) x=2.11 [mm] (Ex1), x=2.15 [mm] (Low Ray), x=2.25 [mm] (Normal)



(c) x=5.20 [mm] (Ex1), x=5.40 [mm] (Low Ray), x=5.50 [mm] (Normal)



(d) x=9.33 [mm] (Ex1), x=9.25 [mm] (Low Ray), x=9.50 [mm] (Normal)

Fig. 9 Measured and caluclated gas temperature profiles at section of nozzle center for Ex 1 (low Reynolds number k ε model)

解析領域中央断面の鋼板水平方向温度分布である。Fig. 9はノズル出口をゼロとしたノズル中心軸およびそれに平行な線上での温度分布である。Fig. 10, Fig. 11にEx2についての比較を示す。グラフ表示の詳細は2節と同じである。

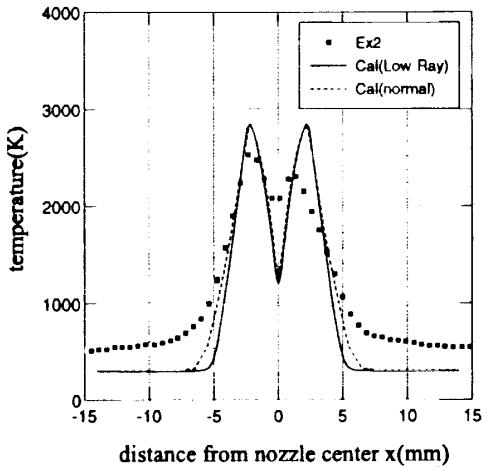
実験Ex1の計算結果を見ると，鋼板に近づくに従って，ノズル中心から10 mm以遠で，低レイノルズ数型モデルを用いた計算温度が，標準モデルを用いた計算温度および実験結果より低温となる。前節でも述べたように，この領域での入熱量は小さいので，この差異が入熱量推定精度に与える影響は小さいと考えられる。ノズル中心から10 mm以内で，低レイノルズ数型モデルを用いた場合と標準モデルを用いた場合で計算温度に大きな違いは見られず，いずれのモデルを用いても計測を行った(Fig. 8(f))までの範囲で温度分布実験値を推定できている。

実験Ex2でも，実験Ex1と同様に，鋼板に近づくに従って，ノズル中心から10 mm以遠で，低レイノルズ数型モデルを用いた計算温度の低下が見られるが，上と同様にこの差異が入熱量推定精度に与える影響は小さいと考えられる。ノズル中心から10 mm以内で，計算結果は鋼板表面近傍の温度分布を除いて，実験の温度分布と良い一致を示す。実験Ex2では，鋼板から5 mm上方までの領域で燃焼解析を行っておらず，Fig. 10(b)～(f)の2つの解析結果の温度差は乱流モデルの違いで生じている。低レイノルズ数型モデルによる計算温度は鋼板表面に近づくに従って標準モデルによる結果より低温となり，その結果，計算温度と実験値の差は，標準モデルを用いた場合より低レイノルズ数型モデルを用いた場合の方が小さくなる。しかし，モデルによる計算温度差は小さく両モデルの結果とほぼ同一とみなせる。以上より，本研究の解析条件では，著者ら[9]，著者ら[1]で計測できた領域のガス温度分布の推定では，低レイノルズ数型モデルを用いた計算結果は，標準モデルを用いた結果とほぼ同一の計算温度を与えることが示された。

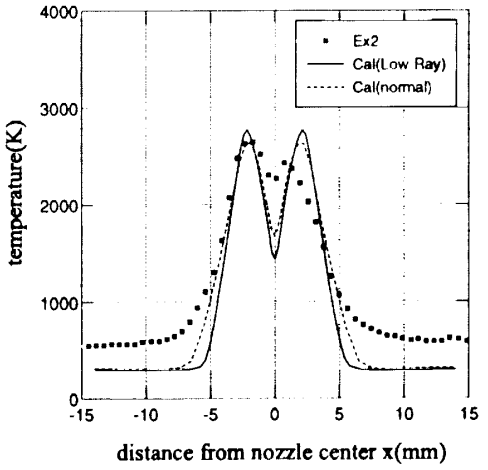
実験Ex2で鋼板表面近傍の温度推定誤差が生じた理由としては，以下が考えられる。まず，採用した乱流モデル

NII-Electronic Library Service

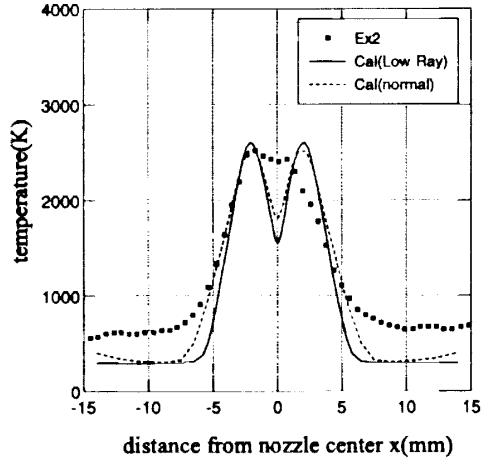
The Society of Naval Architects of Japan



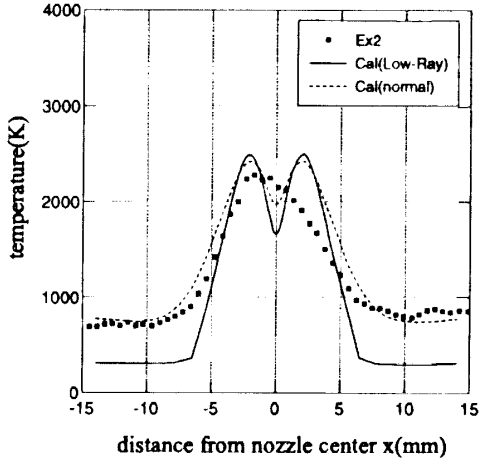
(a) z=13.29 [mm] (Ex2), z=13.25 [mm] (Low Ray), z=13.25 [mm] (Normal)



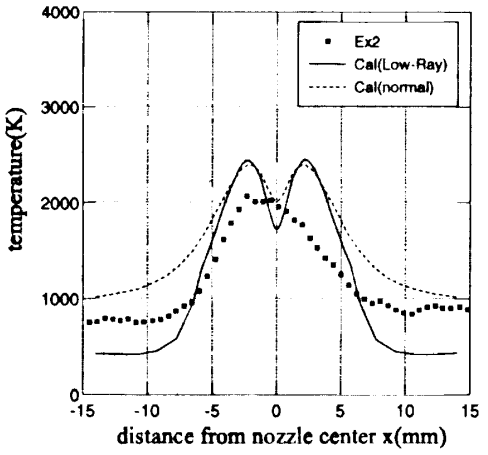
(b) z=15.12 [mm] (Ex2), z=15.00 [mm] (Low Ray), z=15.25 [mm] (Normal)



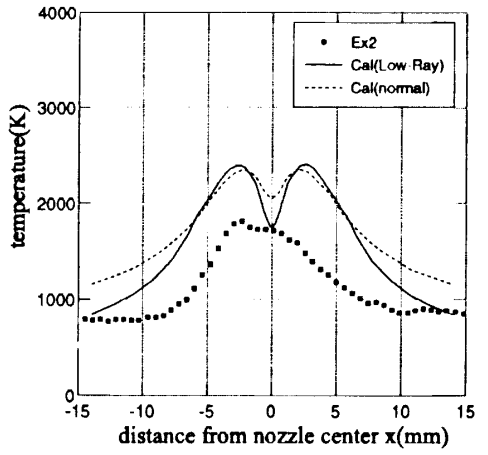
(c) z=16.34 [mm] (Ex2), z=16.25 [mm] (Low Ray), z=16.25 [mm] (Normal)



(d) z=17.56 [mm] (Ex2), z=17.50 [mm] (Low Ray), z=17.50 [mm] (Normal)



(e) z=18.17 [mm] (Ex2), z=18.30 [mm] (Low Ray), z=18.25 [mm] (Normal)

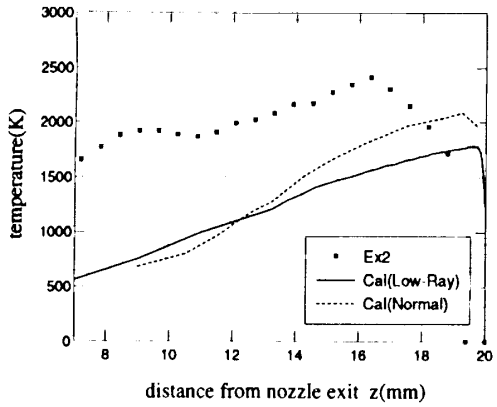


(f) z=18.78 [mm] (Ex2), z=18.90 [mm] (Low Ray), z=18.90 [mm] (Normal)

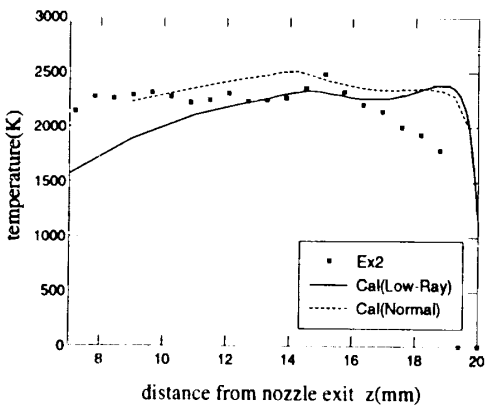
Fig. 10 Measured and calculated gas temperature distributions for Ex2 (low Reynolds number k ε model, horizontal plane)

NII-Electronic Library Service

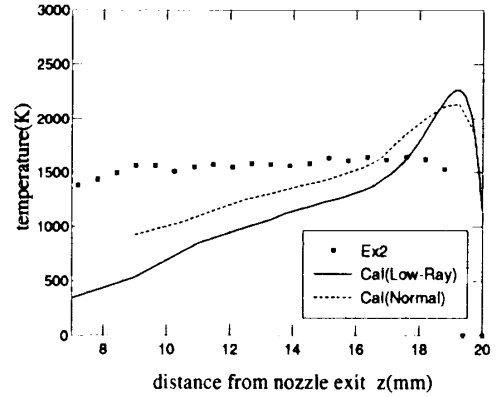
The Society of Naval Architects of Japan



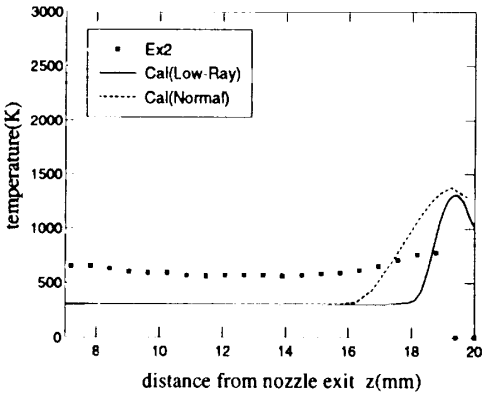
(a) x=0.12 [mm] (Ex2), x=0.00 [mm] (Low Ray), x=0.00 [mm] (Normal)



(b) x=2.93 [mm] (Ex2), x=2.95 [mm] (Low Ray), x=2.75 [mm] (Normal)



(c) x=4.15 [mm] (Ex2), x=4.15 [mm] (Low Ray), x=4.25 [mm] (Normal)



(d) x=10.25 [mm] (Ex2), x=10.75 [mm] (Low Ray), x=10.75 [mm] (Normal)

Fig. 11 Measured and caluclated gas temperature profiles at section of nozzle center for Ex 2 (low Reynolds number k ε model)

が不適切であったことが考えられる。また，伝熱面である鋼板表面で温度境界条件が時間と空間で変化し，速度場と温度場の非相似性が強い計算条件にもかかわらず乱流プラントル数を一定と仮定したため，伝熱面での乱流熱伝達が正確に評価できなかった可能性がある。今後，鋼板表面近傍での乱流および熱伝達計算の解析方法に関してさらなる検討が必要である。

低レイノルズ数型モデルは境界層内を含めた壁面近傍までの計算を行い，壁面近傍での乱流挙動を再現する。このため，Fig. 9 および Fig. 11 に示すように壁面近傍まで温度分布が得られる。著者ら[9]，著者ら[1]が使用した実験装置では，乱流境界層内部の温度分布計測は困難であるので，低レイノルズ数型モデルを用いて得た乱流境界層内部計算温度と実験値の直接比較はできない。境界層外部で計算温度と実験値が良好に一致した実験 Ex1 について，乱流境界層内部計算温度の精度を検証する方法としては，燃焼流動解析と鋼板内熱伝導解析との連成解析を実施して，鋼板内部温度計算値を実験値と比較することが考えられる。これは今後の課題とさせていただく。

4. 結　　言

既存燃焼モデル，標準 k-ε2 方程式乱流モデルを用いた解析では線状加熱時の衝突噴流火炎内温度場を十分な精度で予測できない。これを改善するため，新しい燃焼モデルを提案するとともに，衝突流れなど複雑な流れ場に対して適用可能であるといわれている低レイノルズ数型 k-ε モデルを導入した。提案手法により酸素メタン炎点加熱試験のガス温度場を計算し，著者らの LIF 計測結果と比較して，開発燃焼モデルおよび低レイノルズ数型 k-ε モデルの有効性を検証した。本研究で得られた知見は以下に要約できる。

1. 既存の燃焼モデルに混合比に関する項を付加した新しい燃焼モデルを開発した。
2. 開発燃焼モデルと標準 k-ε 乱流モデルを用いて計算した酸素メタン炎点加熱試験のガス温度場は，壁面近傍を除いて実験結果と良好に一致した。計算温度は，ガス条件によっては壁面近傍まで実験結果と良好に一致した。これは，開発燃焼モデルが噴流火

NII-Electronic Library Service

The Society of Naval Architects of Japan

炎の温度分布推定に有効であることを示す。

3. 標準k ε乱流モデルを用いた場合と，低レイノルズ数型k-ε乱流モデルを用いた場合の，境界層上方計算温度の差異はごく小さい。すなわち，過大な計算費用を要する低レイノルズ数型k εモデルを用いても，標準k-εモデルを用いた場合に比較して境界層上方ガス温度分布推定精度はほとんど向上しない。

参 考 文 献

1) 冨田康光, 大沢直樹, 橋本聖史, 新海信隆, 澤村淳司, 坪内大泉, 出口祥啓, 山浦剛俊："線状加熱における燃焼流場から鋼板への熱移動に関する研究（その3)" 日本造船学会論文集, 190 (2001) pp. 479 488.

2) 澤村淳司, 冨田康光, 大沢直樹, 橋本聖史, 新海信隆："線状加熱における燃焼流場から鋼板への熱移動に関する研究" 日本造船学会論文集, 187 (2000) pp. 373-381.

3) 澤村淳司, 冨田康光, 大沢直樹, 橋本聖史, 新海信隆："線状加熱における衝突噴流火炎場の燃焼解析に関する研究" 日本造船学会論文集, 190 (2001) pp. 489 497.

4) 冨田康光, 大沢直樹, 橋本聖史, 新海信隆, 澤村淳司, 坪内大泉, 出口祥啓："線状加熱における燃焼流場から鋼板への熱移動に関する研究（その2)" 日本造船学会論文集, 188 (2000) pp. 579 587.

5) 服部博文, 長野靖尚："k-ε乱流モデルによる圧力こう配を伴う流れの乱流解析" 日本機械学会論文集 (B編), 59 (1993) pp. 1043-1084.

NII-Electronic Library Service