

ISSN 0389-4010

UDC 533.697

621.45.03

662.612

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1233

燃料噴出型保炎器周りの流れに関する
数値シミュレーションコードの開発

山 本 武 ・ 田 丸 卓

1994 年 4 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	2
2. 計算モデル	2
3. 支配方程式とサブモデル	3
3. 1 支配方程式	3
3. 2 乱流モデル	4
3. 3 燃焼モデル	5
4. 座標変換	5
5. 離散化方程式	6
6. 解 法	7
6. 1 SIMPLER 法	7
6. 2 圧力方程式	7
6. 3 速度補正式	7
6. 4 圧力補正式	8
6. 5 解法の手続き	8
7. 計算条件	8
7. 1 計算格子	8
7. 2 初期条件と境界条件	9
7. 3 緩和係数と収束条件	9
8. 計算結果	10
8. 1 燃料噴射がないときの計算結果	10
8. 2 燃焼場の計算結果	10
9. あとがき	10
文 献	17

燃料噴出型保炎器周りの流れに関する 数値シミュレーションコードの開発*

山 本 武*¹ 田 丸 卓*¹

Numerical Simulation of Combustion Flow around a Flame Holder with Hydrogen Injection

Takeshi YAMAMOTO, Takashi TAMARU

ABSTRACT

In the National Aerospace Laboratory, research work on a hydrogen-fueled ramjet engine for the spaceplane is being carried out. As a part of this research, a bluff-body type flame holder with fuel injection was tested at atmospheric conditions and prospective results were obtained for the engine. However, the capability of the experimental facility was limited, and it was difficult to investigate the engine performance over a wide operating range. So a two-dimensional CFD (Computational Fluid Dynamics) code was developed to simulate engine performance over a wide operating range. The code is based on the SIMPLER algorithm, and the power law scheme is used for the discretization of the governing equations. Turbulence is simulated by Myong-Kasagi's low Reynolds number type $k-\epsilon$ model. Magnussen's eddy-dissipation concept is used to simulate the combustion. In this report, details of the CFD code and some typical results of the numerical simulation are described.

Keywords : Ramjet combustor, Bluff-body type flame holder, Computational fluid dynamics, Turbulence model, Combustion model

概 要

ラムジェットエンジン燃焼器用保炎器として、耐熱性の観点から燃料噴出型保炎器が有望と考えられる。その2次元化模型周りの水素の燃焼を伴う流れの数値シミュレーションコードを開発した。解法としてSIMPLER法、乱流モデルとして明・笠木の $k-\epsilon$ 方程式モデル、燃焼モデルとして渦消散モデルを用いた。このCFDコードの詳細といくつかの典型的な計算結果を示す。

記 号

A, B : 燃焼モデルの定数

$\overline{C_f}$: 局所時間平均燃料濃度 [kg/m^3]

$\overline{C_O}$: 局所時間平均酸素濃度 [kg/m^3]

$\overline{C_p}$: 局所時間平均生成物濃度 [kg/m^3]

$C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$: 乱流モデルの定数

f_μ, f_2 : 乱流モデルの関数

H : ダクトの高さ [m]

h : エンタルピー [m^2/s^2]

k : 乱流エネルギー [m^2/s^2]

L : ダクトの長さ [m]

L_m : 混合長 [m]

M : マッハ数

m_i : 化学種 i の質量分率 [kg/kg]

p : 静圧 [Pa]

* 平成6年2月28日 受付 (received 28 February 1994)

*¹ 原動機部 (Aeroengine Division)

R_i	: 化学種 i の生成速度 [$\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$]
R_k	: 局所乱流レイノルズ数
R_t	: 乱流レイノルズ数
R_f	: 反応速度 [$\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$]
r_f	: 燃料 1 kg の燃焼に必要な酸素量 [kg/kg]
S	: ソース項
T	: 静温 [K]
t	: 時間 [s]
u, v	: x 軸, y 軸方向の速度 [m/s]
\hat{u}, \hat{v}	: x 軸, y 軸方向の仮の速度 [m/s]
u'	: 速度 u の乱れ成分 [m/s]
u_τ	: 摩擦速度 [m/s]
x, y, z	: デカルト座標系
y_w	: 壁からの距離 [m]
y^+	: 壁からの無次元距離
ξ, η	: 一般座標系
μ_{eff}	: 有効粘性係数 [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]
μ_{lam}	: 層流粘性係数 [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]
μ_{tur}	: 乱流粘性係数 [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]
σ	: 有効粘性係数から各従属変数の拡散係数を計算するために用いる定数 エネルギー式では有効プラントル数 化学種の保存式では有効シュミット数
Γ	: 一般従属変数に対する拡散係数
ε	: 乱れの消散率 [m^2/s^3]
ρ	: 密度 [kg/m^3]
ϕ	: 一般従属変数, 全体当量比
ϕ_L	: 局所当量比

添 字

E, W, N, S	: 格子点 P の ξ の正方向・負方向隣, η の正方向・負方向隣の格子点
e, w, n, s	: コントロールボリュームの ξ の正方向・負方向, η の正方向・負方向界面
o	: 前時間のステップの値
P	: 格子点 P
w	: 壁
$*$: 補正前の値
$'$: 補正量

1. まえがき

航空宇宙技術研究所では、現在、宇宙往還機の研究を行っている。そのエンジンとして、機速がマッハ数 $M < 3$ ではターボジェット, $M = 3 \sim 6$ ではラムジェット, $M = 6$ 以上ではスクラムジェットおよびロケットを用いることが考えられている¹⁾。第二段目のラムジェットエンジンでは、後段のスクラムやロケットエンジンと燃料

タンクなどを共用することを考え、燃料として水素を使用する。

これまでのラムジェット燃焼器の研究では、従来のアフターバーナ技術やブラフボディの保炎技術を生かして、環状モデル²⁾や2次元化部分モデル³⁾により研究を進めてきた。しかし、ラムジェット燃焼器内は極めて高温で高速の流れであるため、実験的方法のみによる詳しい現象の把握には限界があり、またその全ての作動条件を現有実験設備で実現することは困難である。そこで、最近急速に発展したスーパーコンピュータを駆使して数値シミュレーションによる現象の把握と性能の予測を行うことを考え、CFD (Computational Fluid Dynamics) コードを開発した。

市販の汎用熱流体解析プログラムの大半は、SIMPLE⁴⁾系の解法を用いている。この解法は、非圧縮性流れや亜音速流れの計算に適し、数値計算上極めて安定である。管内流や噴流などの数値シミュレーション⁴⁾に用いられて実験結果と良く一致する結果が得られており、信頼性の高い解法であると言える。ガスタービン燃焼器やボイラーなど比較的低速の燃焼器内流れの数値シミュレーションにも多く用いられている^{5), 6), 7)}。本計算では、SIMPLE法に改良を加え収束性を高めた SIMPLER 法⁴⁾を一般曲線座標で展開して用いた。

燃焼器内の数値シミュレーションで用いられている乱流モデルの多くは、標準型 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデル⁸⁾である。このモデルは高レイノルズ数の流れを対象としているため、壁近傍では境界条件として壁関数を用い、境界層内の計算は行わない。本計算では壁付近での剥離なども取り扱えるように、明・笠木の低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ 2 方程式モデル⁹⁾を用いた。低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを燃焼器の数値シミュレーションに用いた例は少ない。燃焼反応のモデルとしては、乱流混合速度により反応速度を与える渦消散モデル¹¹⁾を用いた。燃料として反応速度が非常に大きい水素を用いるため、乱流混合が対象モデルの律速条件であると考えられるためである。

細川ら¹²⁾も SIMPLER 法、渦消散モデルを用いて、三角形の断面を持つ保炎器周りの数値シミュレーションを行っている。本計算は非定常の支配方程式、一般曲線座標、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを用いていることでこれと異なる。

本計算で用いた CFD コードは計算時間短縮のために2次元で定式化しているが、既に3次元に拡張済みであり、今後燃焼器の設計に役立てたいと考えている。

2. 計算モデル

対象としたラムジェットエンジン燃焼器用保炎器は、5 角形 (長さ 15.9mm, 幅 8.8mm, 頂角 60°) 断面を有

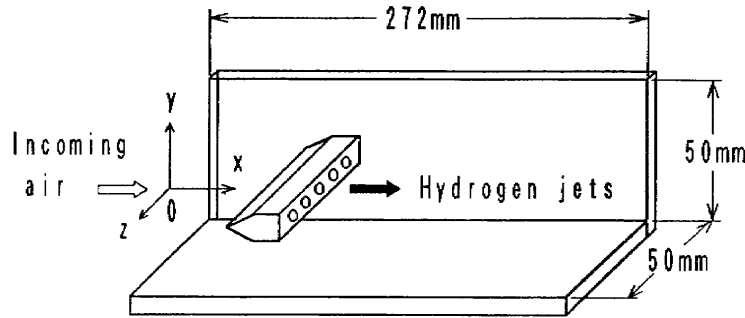


図1 2次元化実験モデル模式図

し、その内部を流れる燃料（気体水素）は保炎器を冷却した後、下流端面に設けた多孔より噴出する。実験は2種の形態で行われている。1つは全体性能を調べるためのもので、円形ダクト（ $\phi 155$ ）内に配置された環状モデル²⁾である。もう1つは保炎器周りの観察や詳細な計測のためのもので、矩形ダクト（ $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ 、長さ 272mm ）内に置かれた環状モデルの一部を2次元化したモデル³⁾である（図1）。本計算は詳細な内部計測データを取得中である後者の2次元化モデルを対象とした。

実験モデルは直径 1.6mm の燃料噴出口をピッチ 4mm で配置している³⁾が、計算は2次元で行うために計算モデルの噴出口を幅 0.5mm の2次元スリットとし、全体の当量比と燃料噴出速度を実験と合わせた。

3. 支配方程式とサブモデル

3.1 支配方程式

乱流燃焼を含む流れの数値解析を行うためには、乱流モデル・燃焼モデルを組み込み、圧縮性・粘性を考慮した形で次のような支配方程式を解くことが必要である。

- ・連続の式
- ・運動方程式
- ・エネルギー式
- ・乱流特性量（本計算では k, ε ）の輸送方程式
- ・化学種の保存式

2次元では、支配方程式は次のような一般形にまとめることができる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}\right) + S(x, y) \end{aligned} \quad (1)$$

実際の現象では非定常な流れが発生することが考えられ、また将来的には着火・吹き消えなどの予測にも使えるようにとの配慮から、方程式中には非定常項も含めた。

(1) 連続の式

圧縮性を考慮すると、連続の式は一般形方程式を用い

て次のように与えられる。

$$\phi = 1 \quad (2)$$

$$\Gamma = 0 \quad (3)$$

$$S = 0 \quad (4)$$

(2) 運動方程式

対象とする燃焼器内の流れは、浮力の影響が無視できるほど高速である。よって、運動方程式は一般形支配方程式を用いて次のように与えられる。

x 方向

$$\phi = u \quad (5)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} S = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

y 方向

$$\phi = v \quad (8)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} S = & -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial v}{\partial y} - 2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

有効粘性係数 μ_{eff} は次式により与えた。

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{lam}} + \mu_{\text{tur}} \quad (11)$$

本計算では、層流粘性係数 μ_{lam} は窒素のものを、温度の3次式で与えた。渦粘性係数 μ_{tur} については3.2 乱流モデルの節で説明する。

(3) エネルギー式

水素火炎は放射が比較的小さいと考えられるため、その影響は無視した。また、化学種の濃度勾配によるエネルギーの移動（Dufour効果）などを無視するとエネルギー式は次のようになる。

$$\phi = h \quad (12)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_h \quad (13)$$

$$\sigma_k = 0.9 \quad (14)$$

$$S = \frac{Dp}{Dt} + G_h \quad (15)$$

ここで、

$$G_h = \mu_{\text{eff}} \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (16)$$

(4) 化学種の保存式

化学種として H_2 , O_2 , H_2O , N_2 の 4 つを考慮した。連続の式を解くために理論的には化学種の保存式は 3 式で良いが、一つの化学種に誤差が累積する可能性があるため、本計算では全ての化学種について保存式を解いた。計算された各化学種の質量分率をその合計で除することにより、質量分率の合計が 1 となるように調整した。温度勾配による化学種の移動 (Soret 効果) を無視すると、化学種 i の保存式は次のようになる。

$$\phi = m_i \quad (17)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_m \quad (18)$$

$$\sigma_m = 0.9 \quad (19)$$

$$S = R_i \quad (20)$$

(5) 物性値

ガス定数は化学組成を考慮して求めた。混合ガスの比熱は各化学種の比熱を温度の 5 次式で与え、化学組成を考慮して求めた。

3. 2 乱流モデル

$k-\varepsilon$ 2 方程式モデルは乱流エネルギー k と乱れの消散率 ε の輸送式を解き渦粘性を得るという乱流モデルである。ガスタービンなどの燃焼器内の数値シミュレーションのほとんどは、標準型 $k-\varepsilon$ モデル⁸⁾を用いている。本計算ではこのモデルの改良型である明・笠木⁹⁾の低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを採用した。より近似の少ない乱流モデルとして、応力方程式モデル、LES (Large Eddy Simulation) などがある。また、乱流モデルを使用しないで方程式を直接解く DNS (Direct Numerical Simulation) がある。しかし、応力方程式モデルはモデル定数の値がまだ定着しておらず未完成である。また、LES や DNS は計算機負荷があまりにも高く、ガスタービン燃焼器内流れのような燃焼を伴う複雑かつ高速の流れ場に対しては実用的とは言えない。

標準型 $k-\varepsilon$ モデルでは輸送式を解いて得られた k , ε から次式を用いて渦粘性係数を求める。

$$\mu_{\text{tur}} = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (21)$$

ここで、

$$C_\mu = 0.09 \quad (22)$$

乱流エネルギーの輸送式は

$$\phi = k \quad (23)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_k \quad (24)$$

$$\sigma_k = 1.0 \quad (25)$$

$$S = G_k - \rho \varepsilon \quad (26)$$

$$G_k = \mu_{\text{tur}} \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \rho k \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (27)$$

であり、乱れの消散率の輸送式は

$$\phi = \varepsilon \quad (28)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_\varepsilon \quad (29)$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (30)$$

$$S = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (31)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad (32)$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad (33)$$

で与えられる。標準型モデルは高レイノルズ数型モデルとも呼ばれ、乱流レイノルズ数 R_t の高い十分発達した乱流を対象として開発されたものであるため、これを壁面近傍まで適用することはできない。このため、格子点の調節により壁から 1 つ目の速度の定義点にある無次元距離 y^+ の範囲に置き、そこに境界条件として壁関数を用いる。壁関数は対数法則と平衡流の仮定より導き出されたものであり、剥離などを伴う流れには適用できない。そこで、標準型モデルを壁面の影響、低レイノルズ数効果などを考慮できるように改良したモデルがいくつか開発された。これらのモデルは低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルと呼ばれ、次のような特徴がある。

- 壁の影響を壁からの距離を用いる関数によって与えるため、壁近傍での特別な取り扱いを必要としない
- 壁から離れた位置では標準型と同形となる (定数は異なる) ことから全計算領域に渡って適応可能である
- 方程式を壁まで解くために、壁付近で多くの格子を必要とすることから大きな計算機容量が必要である

ガスタービン燃焼器内の数値シミュレーションでは、計算時間と計算機容量の節約のために高レイノルズ数型モデルのみが用いられてきたが、本計算は 2 次元であり、将来的には高速かつ大容量の計算機を用いることができると考えられるため、低レイノルズ数型モデルを選択した。これまでにいくつかの低レイノルズ数型モデルが提案されているが、比較的新しく理論が明確である明・笠木⁹⁾モデルを採用した。このモデルは渦粘性係数を次式で与えている。

$$\mu_{\text{tur}} = C_{\mu} f_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (34)$$

$$f_{\mu} = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{70}\right) \right\} \left(1 + \frac{3.45}{R_t^{1/2}} \right) \quad (35)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_{\tau} y_w}{\mu} \quad (36)$$

$$R_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon} \quad (37)$$

乱流エネルギーの輸送式は

$$\phi = k \quad (38)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_k \quad (39)$$

$$\sigma_k = 1.4 \quad (40)$$

$$S = G_k - \rho \varepsilon \quad (41)$$

であり、乱れの消散率の輸送式は

$$\phi = \varepsilon \quad (42)$$

$$\Gamma = \mu_{\text{eff}} / \sigma_{\varepsilon} \quad (43)$$

$$\sigma_{\varepsilon} = 1.3 \quad (44)$$

$$S = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G_k - C_{\varepsilon 2} f_2 \rho \varepsilon) \quad (45)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1.4 \quad (46)$$

$$C_{\varepsilon 2} = 1.8 \quad (47)$$

$$f_2 = \left[1 - \frac{2}{9} \exp\left\{-\left(\frac{R_t}{6}\right)^2\right\} \right] \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{5}\right) \right\}^2 \quad (48)$$

で与えられる。壁面での境界条件は

$$k = 0 \quad (49)$$

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 k}{\partial y_w^2} \right)_w = 2 \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y_w} \right)_w^2 \quad (50)$$

である。剥離を伴う流れなどでは摩擦速度 u_{τ} が 0 となる点が存在し、 y^+ も 0 となることから f_{μ} 、 f_2 は物理的な意味を失ってしまう。Zhang ら¹⁰⁾ はこの問題を回避するために、 y^+ を局所乱流レイノルズ数

$$R_k = \frac{\rho \sqrt{k} y_w}{\mu} \quad (51)$$

に置き換えている。本計算でも、保炎器表面で剥離が生じることが考えられるのでこれに倣った。これらの k - ε モデルは非圧縮性流体を対象として開発されたものであるが、燃焼を含む流れ場の解析にそのまま用いられることが多く、本計算でも圧縮性の影響を無視した。

3. 3 燃焼モデル

本計算では酸素と水素の不可逆 1 段階反応を考慮した。化学反応式は次式で示される。



化学反応による化学種 H_2 、 O_2 の消滅、 H_2O の生成を考慮するために、それらの輸送式の中に現れる生成速度 R_i を与えなければならない。ここで必要となるのが燃

焼モデルであり、本計算では燃焼器内の数値シミュレーションで多く用いられている Magnussen¹¹⁾ の渦消散モデル (Eddy-Dissipation Combustion Model) を採用した。このモデルは燃料を含む渦と酸素を含む渦が消散し分子スケールで混合する速度によって、反応速度が決定されるとしている。本計算対象が燃料として気体水素を用いることから、化学反応速度は乱流による混合速度に比べて十分大きいと考えられる。そのため、混合が燃焼の律速条件であると見なすことができ、本計算に適した燃焼モデルであると考えられる。以下にこのモデルの概要を示す。

乱流拡散火炎において、局所時間平均燃料濃度 $\overline{C_f}$ [kg/m^3] が低い場合、燃料を含む渦の消散が燃焼の律速条件となり、反応速度は次式で与えられる。

$$R_{f1} = A \overline{C_f} (\varepsilon/k) [\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})] \quad (53)$$

ここで、 A は火炎の構造などに依存する定数である。逆に、 $\overline{C_f}$ が高く局所時間平均酸素濃度 $\overline{C_o}$ が低い場合は、酸素を含む渦の消散が律速となり、反応速度は次式のようになる。

$$R_{f2} = A (\overline{C_o}/r_f) (\varepsilon/k) [\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})] \quad (54)$$

ここで、 r_f は燃料 1 kg を燃やすために必要な酸素量 [kg/kg] である。火炎が乱流予混合火炎に近い場合は、燃料と酸素は同じ渦の中に存在し、それらの渦が燃焼生成物を含む高温の渦の間に点在している。低温では燃焼が起こらないことを考慮すると、局所時間平均生成物濃度 $\overline{C_p}$ が低い場合、高温の渦の消散が燃焼の律速となり、反応速度は次式となる。

$$R_{f3} = A \cdot B \{ \overline{C_p}/(1+r_f) \} (\varepsilon/k) [\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})] \quad (55)$$

ここで、 B は定数である。以上の 3 つの消散速度の内、最も小さいものが燃焼の律速となり、局所的な反応速度は $R_{f1} \sim R_{f3}$ の内の最小値で与えられる。

$$R_f = \min(R_{f1}, R_{f2}, R_{f3}) [\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})] \quad (56)$$

本計算において定数は $A=4$ 、 $B=0.5$ とした。これらは都市ガスの乱流拡散火炎、プロパンの乱流予混合火炎などの計算¹¹⁾ で用いられた値であり、本計算の対象である水素の拡散火炎にそのまま適用可能であるかどうかの検討が必要であり今後の課題である。各化学種の方程式中の R_i は R_f を用いて次式で与えられる。

$$R_{\text{H}_2} = -R_f \quad (57)$$

$$R_{\text{O}_2} = -R_f r_f \quad (58)$$

$$R_{\text{H}_2\text{O}} = R_f (1+r_f) \quad (59)$$

$$R_{\text{N}_2} = 0 \quad (60)$$

4. 座標変換

直交直線座標を用いると、計算量が少なくて済むという利点はあるが、

- 座標軸と平行でない壁面では計算格子を階段状にとる必要があり、境界条件の入力が煩雑になる
- 正確な境界条件が与えられない
- 計算領域外の格子の分だけ計算機記憶容量が無駄になる
- 壁付近で格子を密にすると、その座標軸方向の格子が全て密になる

などの欠点がある。一方、一般曲線座標を用いると、

- 境界に合わせて格子をとることができる
- 計算モデル形状の変更を行っても簡単な計算コードの変更で済む

などの利点があるが、

- 計算量が増える
- 座標変換に伴う誤差が生じるので計算格子の作成に注意を払う必要がある

などの不利な点もある。本計算では計算精度と汎用性を優先し、後者の方法を選択した。

一般形支配方程式を、一般座標系 (ξ, η) に変換すると次式ようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho U\phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho V\phi) \\ &= \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{\Gamma}{J} (q_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - q_2 \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) \right\} \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \frac{\Gamma}{J} (q_3 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - q_2 \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) \right\} + S(\xi, \eta) \quad (61) \end{aligned}$$

ここで

$$U = uy_\eta - vx_\eta \quad (62)$$

$$V = vx_\xi - uy_\xi \quad (63)$$

$$q_1 = x_\eta^2 + y_\eta^2 \quad (64)$$

$$q_2 = x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta \quad (65)$$

$$q_3 = x_\xi^2 + y_\xi^2 \quad (66)$$

$$J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (67)$$

5. 離散化方程式

$\Delta \xi = \Delta \eta = 1$ として、支配方程式をコントロールボリュームについて積分すると次式になる。

$$\begin{aligned} & \left(J \frac{\rho\phi - \rho^o\phi^o}{\Delta t} \right)_P \\ &+ \left\{ \rho U\phi - \Gamma \frac{q_1}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right\}_e - \left\{ \rho U\phi - \Gamma \frac{q_1}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right\}_w \\ &+ \left\{ \rho V\phi - \Gamma \frac{q_3}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right\}_n - \left\{ \rho V\phi - \Gamma \frac{q_3}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right\}_s \\ &= \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_w - \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_e \\ &+ \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s - \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n + JS \quad (68) \end{aligned}$$

完全陰解法を採用するため、非定常項中の前時間ステップの値 ρ_P^o , ϕ_P^o 以外は最新の値を用いる。左辺では ϕ を陰的に取り扱い、コントロールボリューム界面の流束の評価にはべき乗法⁴⁾(1次精度)を用いる。右辺の項は全て陽的に取り扱い、2次の中心差分を用いて離散化する。文献⁴⁾と同様の式展開を行うと、最終的な離散化方程式は次式ようになる。

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (69)$$

$$a_E = D_e A(P_e) + [-F_e, 0] \quad (70)$$

$$a_W = D_w A(P_w) + [F_w, 0] \quad (71)$$

$$a_N = D_n A(P_n) + [-F_n, 0] \quad (72)$$

$$a_S = D_s A(P_s) + [F_s, 0] \quad (73)$$

$$\begin{aligned} b &= JS + a_P^o \phi_P^o \\ &+ \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_w - \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)_e \\ &+ \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_s - \left(\Gamma \frac{q_2}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)_n \quad (74) \end{aligned}$$

ここで、 $[a, b]$ は a, b の最大値を示している。

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^o \quad (75)$$

$$a_P^o = \left(\frac{J\rho^o}{\Delta t} \right)_P \quad (76)$$

$$F_e = (\rho U)_e \quad (77)$$

$$F_w = (\rho U)_w \quad (78)$$

$$F_n = (\rho V)_n \quad (79)$$

$$F_s = (\rho V)_s \quad (80)$$

$$D_e = (\Gamma q_1 / J)_e \quad (81)$$

$$D_w = (\Gamma q_1 / J)_w \quad (82)$$

$$D_n = (\Gamma q_3 / J)_n \quad (83)$$

$$D_s = (\Gamma q_3 / J)_s \quad (84)$$

$$P_e = (F/D)_e \quad (85)$$

$$P_w = (F/D)_w \quad (86)$$

$$P_n = (F/D)_n \quad (87)$$

$$P_s = (F/D)_s \quad (88)$$

べき乗法を用いる場合、関数 $A(P)$ は次式で定義される。

$$A(P) = [0, (1 - 0.1 |P|)^5] \quad (89)$$

運動方程式は解法の都合上、圧力項を b に含めず次式のようにおく。

$$\begin{aligned} a_P u_P &= a_E u_E + a_W u_W + a_N u_N + a_S u_S + b_u \\ &- \left(y_\eta \frac{\partial p}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (90) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_P v_P &= a_E v_E + a_W v_W + a_N v_N + a_S v_S + b_v \\ &- \left(-x_\eta \frac{\partial p}{\partial \xi} + x_\xi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (91) \end{aligned}$$

速度成分 u, v はそれぞれ ξ, η 方向に隣合った2つのコントロールボリューム界面に置かれ、運動方程式の積分はその方向に半格子分ずれたコントロールボリュームについて行われる。

6. 解 法

6. 1 SIMPLER 法

SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) 法⁴⁾は、運動方程式による速度の予測と連続の式から導出された圧力補正式による圧力・速度の補正を交互に行うことにより収束解を得る方法であり、Patankar と Spalding により開発された。本計算コードは SIMPLE 法に圧力方程式を付加することで収束性を高めた SIMPLER (SIMPLE-Revised) 法⁴⁾を採用する。

6. 2 圧力方程式

圧力を求めるための式を導く。(2)~(4), (68) 式より、連続の式は次式となる。

$$\left(J \frac{\rho - \rho^o}{\Delta t}\right)_P + (\rho U)_e - (\rho U)_w + (\rho V)_n - (\rho V)_s = 0 \quad (92)$$

一方、運動方程式 (90) は次のように書き直すことができる。

$$u = \frac{a_E u_E + a_W u_W + a_N u_N + a_S u_S + b_u}{a_P} - \frac{1}{a_P} \left(y_\eta \frac{\partial p}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (93)$$

仮の速度を

$$\hat{u} \equiv \frac{a_E u_E + a_W u_W + a_N u_N + a_S u_S + b_u}{a_P} \quad (94)$$

と定義すると、

$$u = \hat{u} - \frac{1}{a_P} \left(y_\eta \frac{\partial p}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (95)$$

となる。 v についても同様に次式が得られる。

$$v = \hat{v} - \frac{1}{a_P} \left(-x_\eta \frac{\partial p}{\partial \xi} + x_\xi \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (96)$$

これらを (62) 式に代入すると次式となる。

$$U = \hat{U} - \frac{q_1}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} = \hat{U} - d \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (97)$$

ここで

$$\hat{U} = \hat{u} y_\eta - \hat{v} x_\eta \quad (98)$$

$$d \equiv \frac{q_1}{a_P} \quad (99)$$

である。 V についても同様に次式が得られる。

$$V = \hat{V} - d \frac{\partial p}{\partial \eta} + \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} \quad (100)$$

よって、コントロールボリュームの各界面を通る流束は

$$(\rho U)_e = (\rho \hat{U})_e + (\rho d)_e (p_P - p_E) + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_e \quad (101)$$

$$(\rho U)_w = (\rho \hat{U})_w + (\rho d)_w (p_P - p_W) + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_w \quad (102)$$

$$(\rho V)_n = (\rho \hat{V})_n + (\rho d)_n (p_P - p_N) + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_n \quad (103)$$

$$(\rho V)_s = (\rho \hat{V})_s + (\rho d)_s (p_P - p_S) + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_s \quad (104)$$

となる。(101)~(104) 式を連続の式 (92) に代入して整理すると次式のような圧力方程式が得られる。

$$a_P p_P = a_E p_E + a_W p_W + a_N p_N + a_S p_S + b \quad (105)$$

ここで

$$a_E = (\rho d)_e \quad (106)$$

$$a_W = (\rho d)_w \quad (107)$$

$$a_N = (\rho d)_n \quad (108)$$

$$a_S = (\rho d)_s \quad (109)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (110)$$

$$b = \left(J \frac{\rho^o - \rho}{\Delta t} \right)_P - (\rho \hat{U})_e + (\rho \hat{U})_w - (\rho \hat{V})_n + (\rho \hat{V})_s - \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_e + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_w - \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_n + \left(\rho \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right)_s \quad (111)$$

6. 3 速度補正式

推測した圧力・速度を p^* , u^* , v^* とすると、正確な圧力・速度は

$$p = p^* + p' \quad (112)$$

$$u = u^* + u' \quad (113)$$

$$v = v^* + v' \quad (114)$$

となり、運動方程式より次式が得られる。

$$u' = \frac{a_E u'_E + a_W u'_W + a_N u'_N + a_S u'_S}{a_P} - \frac{1}{a_P} \left(y_\eta \frac{\partial p'}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p'}{\partial \eta} \right) \quad (115)$$

右辺の第 1 項を無視すると、

$$u' = - \frac{1}{a_P} \left(y_\eta \frac{\partial p'}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p'}{\partial \eta} \right) \quad (116)$$

となり、よって

$$u = u^* - \frac{1}{a_P} \left(y_\eta \frac{\partial p'}{\partial \xi} - y_\xi \frac{\partial p'}{\partial \eta} \right) \quad (117)$$

である。 v についても同様に次式が得られる。

$$v = v^* - \frac{1}{a_P} \left(-x_\eta \frac{\partial p'}{\partial \xi} + x_\xi \frac{\partial p'}{\partial \eta} \right) \quad (118)$$

これらを (61) 式に代入すると

$$\begin{aligned} U &= U^* - \frac{q_1}{a_P} \frac{\partial p'}{\partial \xi} + \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p'}{\partial \eta} \\ &= U^* - d \frac{\partial p'}{\partial \xi} + \frac{q_2}{a_P} \frac{\partial p'}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (119)$$

となり、ここで

$$U^* = u^* y_\eta - v^* x_\eta \quad (120)$$

である。計算格子が直交格子に近い場合、(119) 式の右辺第 3 項は無視できる。よって次の速度補正式が得られる。

$$U = U^* - d \frac{\partial p'}{\partial \xi} \quad (121)$$

V についても同様にして次式を得る。

$$V = V^* - d \frac{\partial p'}{\partial \eta} \quad (122)$$

6. 4 圧力補正式

コントロールボリューム界面を通る流束は

$$(\rho U)_e = (\rho^* + \rho')_e \{ U_e^* - d_e (p'_E - p'_P) \} \quad (123)$$

である。圧力の補正量 p' に対応する密度の補正量は、次式により表せる。

$$\rho' = K p' \quad (124)$$

ここで

$$K \equiv \frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{1}{c^2} = \frac{1}{\gamma R T} \quad (125)$$

であり、 c は音速、 γ は比熱比である。また、2 次の項つまり $\rho' p'$ の項は他の項に比べて十分小さいため無視する。よって

$$(\rho U)_e = (\rho^* U^*)_e + (\rho^* d)_e (p'_P - p'_E) + (K p' U^*)_e \quad (126)$$

である。同様にして

$$(\rho U)_w = (\rho^* U^*)_w - (\rho^* d)_w (p'_P - p'_W) + (K p' U^*)_w \quad (127)$$

$$(\rho V)_n = (\rho^* V^*)_n + (\rho^* d)_n (p'_P - p'_N) + (K p' V^*)_n \quad (128)$$

$$(\rho V)_s = (\rho^* V^*)_s - (\rho^* d)_s (p'_P - p'_S) + (K p' V^*)_s \quad (129)$$

である。連続の式の非定常項は、

$$\begin{aligned} \left(J \frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right)_P &= \left(J \frac{\rho^* + \rho' - \rho^0}{\Delta t} \right)_P \\ &= \left(J \frac{K}{\Delta t} \right)_P p'_P + \left(J \frac{\rho^* - \rho^0}{\Delta t} \right)_P \end{aligned} \quad (130)$$

である。コントロールボリューム界面における密度、圧力の補正量は計算平面における 1 次補間で与える。つま

り

$$(\rho)_e = (\rho_P + \rho_E) / 2 \quad (131)$$

$$(p')_e = (p'_P + p'_E) / 2 \quad (132)$$

などである。式 (126) ~ (130) を連続の式 (92) に代入して整備すると、次式のような圧力補正式が得られる。

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \quad (133)$$

ここで、

$$a_E = \rho_e^* d_e - 0.5 (KU^*)_e \quad (134)$$

$$a_W = \rho_w^* d_w + 0.5 (KU^*)_w \quad (135)$$

$$a_N = \rho_n^* d_n - 0.5 (KV^*)_n \quad (136)$$

$$a_S = \rho_s^* d_s + 0.5 (KV^*)_s \quad (137)$$

$$\begin{aligned} a_P &= \rho_e^* d_e + 0.5 (KU^*)_e + \rho_w^* d_w - 0.5 (KU^*)_w \\ &\quad + \rho_n^* d_n + 0.5 (KV^*)_n + \rho_s^* d_s - 0.5 (KV^*)_s \\ &\quad + \left(J \frac{K}{\Delta t} \right)_P \end{aligned} \quad (138)$$

$$\begin{aligned} b &= \left(J \frac{\rho^0 - \rho^*}{\Delta t} \right)_P \\ &\quad - (\rho^* U^*)_e + (\rho^* U^*)_w - (\rho^* V^*)_n + (\rho^* V^*)_s \end{aligned} \quad (139)$$

6. 5 解法の手続き

全体的な解法の手続きは次に示す通りである。

- 速度、圧力、温度、乱流エネルギー、乱れの消散率、化学種の質量分率などを仮定する。
- 現在の圧力、温度、化学種の質量分率から、密度、物性値(ガス定数、層流粘性係数、比熱)などを計算する。(34) 式を用いて、渦粘性係数を計算する。
- 運動方程式の係数、ソース項を計算し仮の速度 \hat{u} , \hat{v} を求める。
- 圧力方程式 (105) を解き、圧力 p^* を求める。
- この圧力場を用いて、運動方程式 (90), (91) を解き u^* , v^* を求める。
- 圧力補正式 (133) から p' を求め、(121), (122), (124) 式を用いて速度・密度を補正する。
- 乱流エネルギー・乱れの消散率の輸送式、エネルギー式、化学種の保存式を解く。
- エンタルピー、化学組成から温度を求める。
- 収束しなければ、(b) に戻り繰り返す。
- 収束したら、次の時間ステップについて同様の計算を行う。

7. 計算条件

7. 1 計算格子

計算格子を滑らかにとるために、領域を図 2 のように保炎器の上方(領域 1)、下方(領域 2)、後方(領域 3)の 3 つに分割した。本計算に用いた計算格子を図 3 に示す。領域 1 の計算格子は壁(保炎器表面およびダクト内

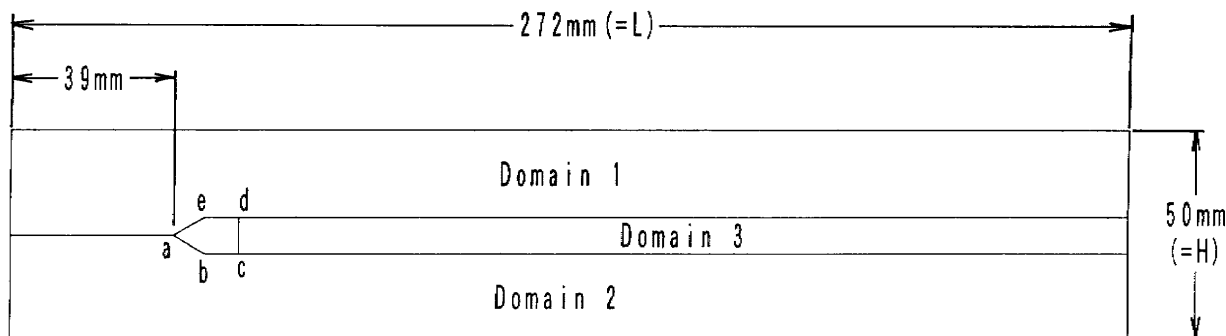


図2 領域分割

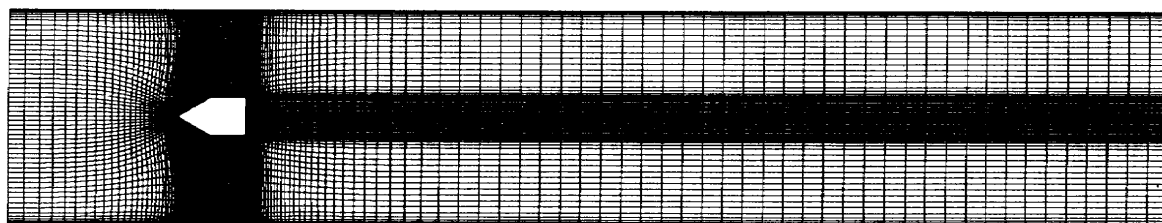


図3 計算格子

壁面) 付近で直交に近くなるように修正しながら、壁付近で密になるように手を加えたラプラス方程式を解いて生成した。保炎器表面上での厚さは $30\mu\text{m}$ とした。領域2の格子は領域1の格子と中心軸について対称となるように与えた。領域3の格子は領域1, 2を直交直線格子でつなぎ、それらのつなぎ目と燃料噴出口付近で密になるように作成した。格子点数は、領域1, 2では x 方向159点、 y 方向31点、領域3では x 方向85点、 y 方向45点である。格子点数はより多くとることが望ましいが、計算精度と計算時間の兼ね合いから、この程度の点数が実用的であると考えた。

7. 2 初期条件と境界条件

計算条件は表1のように与えた。

初期条件は、領域1, 2で $u=40\text{m/s}$ 、領域3で $u=0\text{m/s}$ とした。また、全領域で $v=0\text{m/s}$ 、 $p=101.3\text{kPa}$ 、 $T=600\text{K}$ とした。ただし、壁面上でノンスリップ ($u=v=0$) とし、保炎器表面温度を実験値より 400K 、

表1 計算条件

入口	静温	600 K
	静圧	x 方向の勾配 0
	質量流量	大気圧・流速 40m/s 相当
出口	静圧	大気圧 (101.3 kPa)
燃料	静温	306 K
	当量比	0, 0.2, 0.4
	質量流量	入口流量・当量比より計算

ダクト内壁面温度を 300K とした。

入口および燃料噴出口における乱流エネルギー k および乱れの消散率 ε は、

$$k=3(u')^2/2 \quad (140)$$

$$\varepsilon=(C_\mu)^{3/4}(k)^{3/2}/L_m \quad (141)$$

により与えた。ここで、 u' は速度の乱れ成分であり、経験的にそれぞれの流速 u の 5% とした。また、 L_m は混合長であり、それぞれダクト高さ H 、噴出口幅の 1.5% とした。Hong ら¹³⁾ も V ガッタ保炎器周りの計算に同程度の値を用いている。また、それぞれの u' 、 L_m の値を 50~200% の範囲で変化させた計算の結果に大きな違いは生じなかった。

7. 3 緩和係数と収束条件

燃料噴出量は目的の当量比に達するまで時間の一次関数で増加させ、計算の安定化を図った。時間ステップは一定値 $\Delta t=10\mu\text{s}$ とした。

各方程式を解くためには、ベクトル化を考えてチェッカーボード法を用いた。緩和係数は運動方程式については 0.5、その他の方程式については 0.8、有効粘性係数については 0.5 とした。計算時間短縮のために、各方程式の反復計算、時間ステップあたりの反復計算の上限を 10 回とした。各方程式の反復計算における収束条件は、運動方程式では残差の絶対値の和が入口から入る運動量の 0.3% 以下、圧力方程式・圧力補正式・化学種の保存式では入口から入る質量流量の 0.3% 以下、 k と ε の輸送式は (計算領域内における最大値) \times (入口から入る質量流量) の 0.3% 以下とした。時間ステップあたりの

反復計算の収束条件は、連続する 2 回の計算で得られた各点の圧力変動量の最大値が主流動圧の 0.1 % 以下とした。しかし、どちらの反復計算においても 5 回の最低反復回数を設けているため、実際にはより高い収束状態となっている。

8. 計算結果

8. 1 燃料噴出がないときの計算結果

(1) 圧力分布

図 4 は燃料の噴出がない ($\phi = 0$, 非燃焼) ときの圧力分布である。図は計算領域中の $x = 0.1L \sim 0.5L$ の部分を示している (以下は全てこの範囲とする)。圧力は保炎器の先端 (図 2 中 a) で最高となり、後流に行くに従い低くなり保炎器の上下の肩 (b, e) で最低となっている。保炎器後端 (c, d) から後流に向かって交互に高圧・低圧を繰り返す渦列が 2 列できている。このことより、流れは非定常・非対称となっており、ブラフボディから交互に渦の放出がおこる、いわゆるカルマン渦が発生していることが分かる。

(2) 流 線

図 5 は $\phi = 0$ のときの流線を示している。保炎器の後ろで渦が生じ、後流に流れていることが分かる。しかし、渦として認め得るのは 2 つ程度である。1 次精度のべき乗法を用いたために数値拡散が大きくなり、渦が速く減衰したものと考えられる。

8. 2 燃焼場の計算結果

(1) 圧力分布

図 6 (a), (b) はそれぞれ $\phi = 0.2, 0.4$ のときの圧力分布を示している。どちらの当量比においても、非燃焼のときと同様に圧力は保炎器先端で最大、保炎器上下の肩で最小となっているが、非燃焼で見られたカルマン渦は発生しておらず定常流となっている。 $\phi = 0.2$ では圧力分布は上下非対称、 $\phi = 0.4$ では上下対称となっている。保炎器後端の上下方向で等圧線が急に曲がっているのはここで計算格子が細くなっているためである。保炎器の肩の上下方向で等圧線が曲がっているのは、 z 方向の格子線のうねりとコントロールボリュームの大きな縦横比によると考えている。より高精度の計算のためには格子の改良が必要である。

(2) 流 線

図 7 は $\phi = 0.2, 0.4$ のときの流線である。どちらの当量比においても、一対の循環流が形成され、その外側を回り込んだ流体が燃料噴流に吸い込まれており、噴流から循環流への流れはない。 $\phi = 0.4$ のときは上下の循環領域の大きさは等しいが、 $\phi = 0.2$ では上側が大きく下側が小さくなっている。

(3) 温度分布

図 8 は $\phi = 0.2, 0.4$ のときの温度分布を示している。 $\phi = 0.2$ では、温度分布は上下非対称となっており、温度は循環領域内で最も高くなっている。一方、 $\phi = 0.4$ では、温度分布は上下対称となっており、温度は循環領域内では低く、燃料噴流に流れが吸い込まれる位置で最も高くなっている。後流では、どちらの当量比においても、高温領域が燃料噴流を包むように形成されている。

(4) 反応速度

図 9 は $\phi = 0.2, 0.4$ のときの反応速度を示している。 $\phi = 0.2$ では、反応速度の高い領域は保炎器後端の角 (c, d) から始まり、循環領域を回り込むように内側に入った後、燃料噴流に沿って再び広がっている。反応速度が c, d でかなり大きくなっているのは、壁近傍で渦の消散速度 ε/k が大きくなるためである。 $\phi = 0.4$ では、主な反応領域は燃料噴出口から始まり噴流に沿って後方に続いている。循環領域内の反応速度は $1 \text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 以下であり、ここで温度上昇が見られるのは既燃ガスの乱流拡散によるところが大きいと考えられる。

(5) 局所当量比

図 10 は $\phi = 0.2, 0.4$ のときの局所当量比分布である。ここで言う局所当量比とは、そこにある水素原子数と酸素原子数の比を 2 で割った値である。 $\phi = 0.2$ では、循環領域を含め燃料噴流付近の広い領域において燃料が過濃となっている。このために反応速度は局所当量比が 1 程度となる循環領域・噴流領域の外側で大きくなっていると考えられる。 $\phi = 0.4$ でも噴流領域は過濃となっているが、循環領域は逆に希薄となっている。主な反応領域が噴流を包むように形成されているのはこのためであると考えられる。

以上の計算結果をまとめると次のようになる。

- (1) 燃料の噴出がないとき、カルマン渦が発生した。
- (2) $\phi = 0.2, 0.4$ どちらの当量比においても、流れは定常となり、保炎器後方に一対の循環領域が形成された。しかし、 $\phi = 0.2$ では流れは上下非対称、 $\phi = 0.4$ では対称となった。
- (3) $\phi = 0.2$ では、保炎器後方の循環領域・噴流領域は過濃となり、燃焼は主にその外側で行われている。循環領域では燃料と空気の混合が行われているが、燃焼はほとんど見られない。
- (4) $\phi = 0.4$ では、主な燃焼領域は噴流周りであり、循環領域では希薄となるために燃焼はほとんど見られない。

9. あとがき

水素の乱流燃焼を組み込んだ 2 次元非定常乱流 CFD

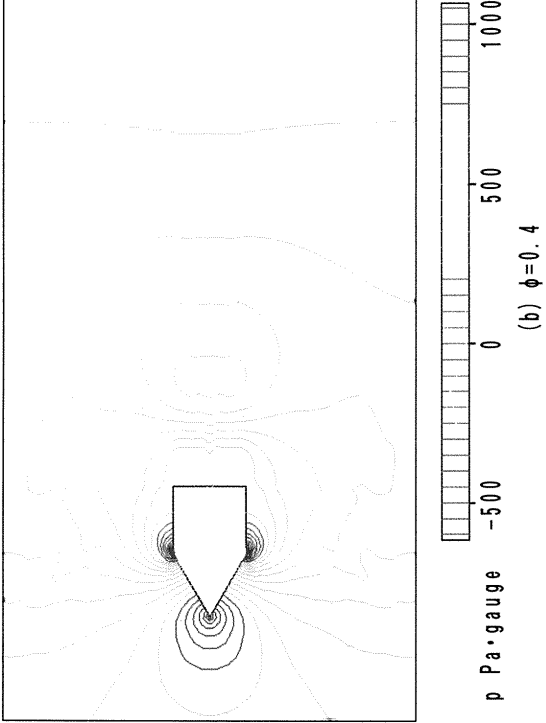
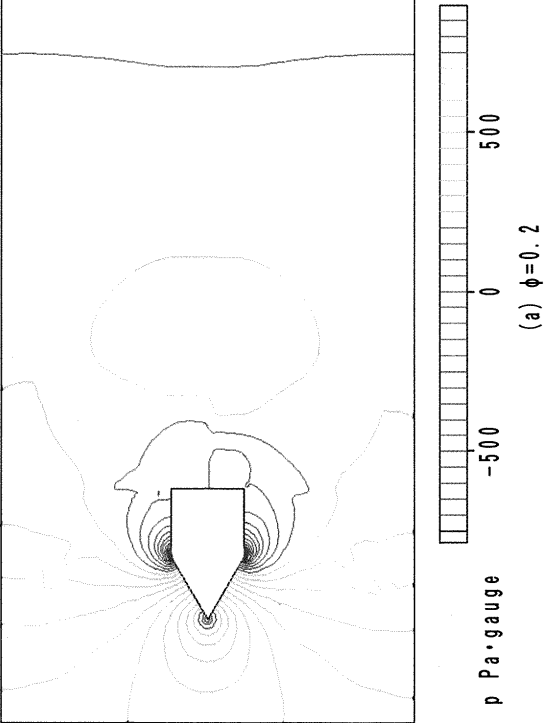
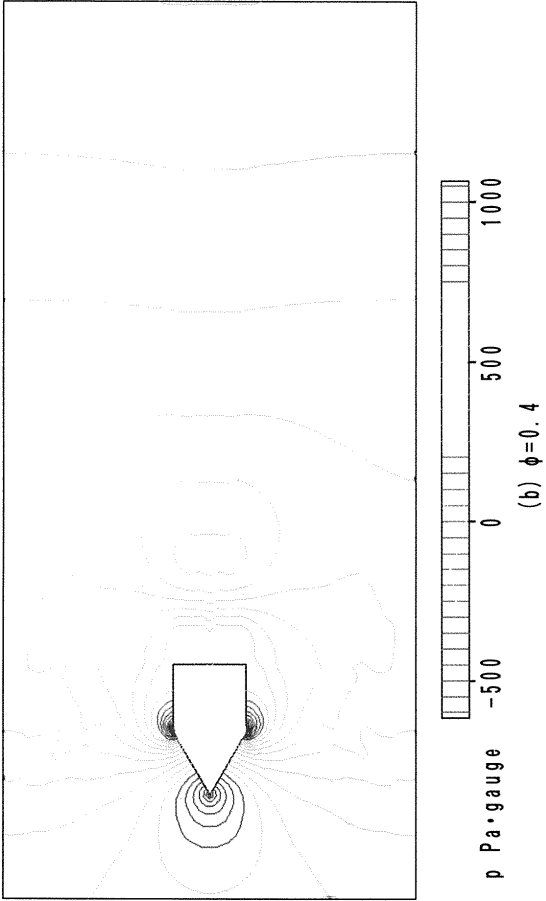
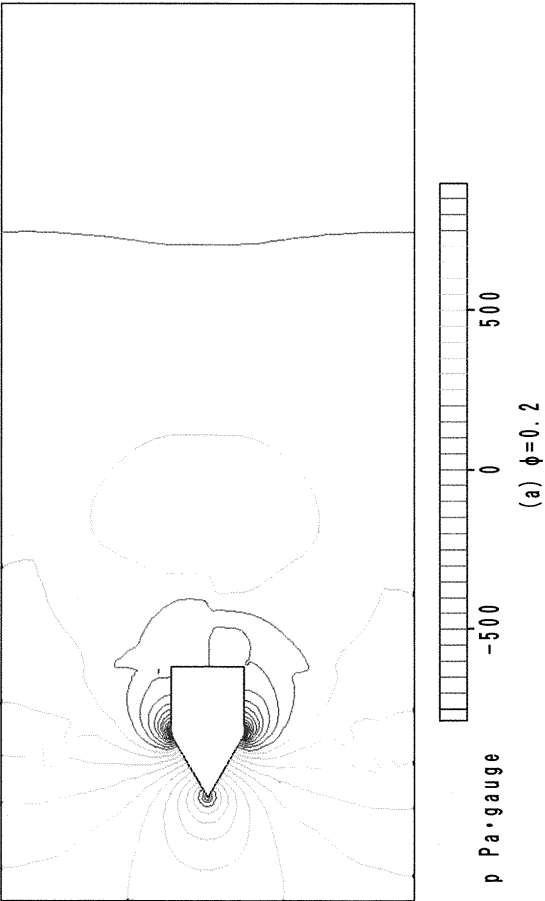


図 6 燃焼場の圧力分布

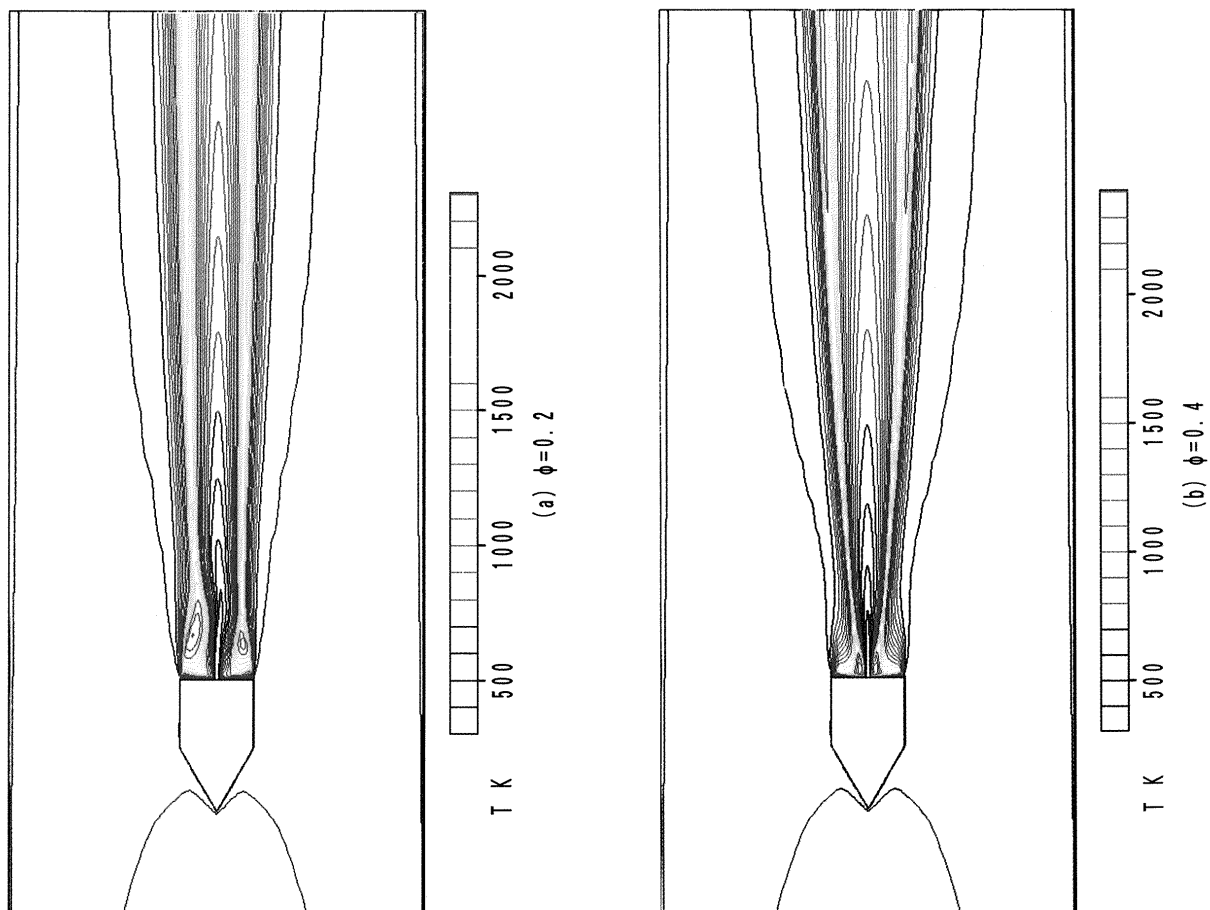


図8 燃焼場の温度分布

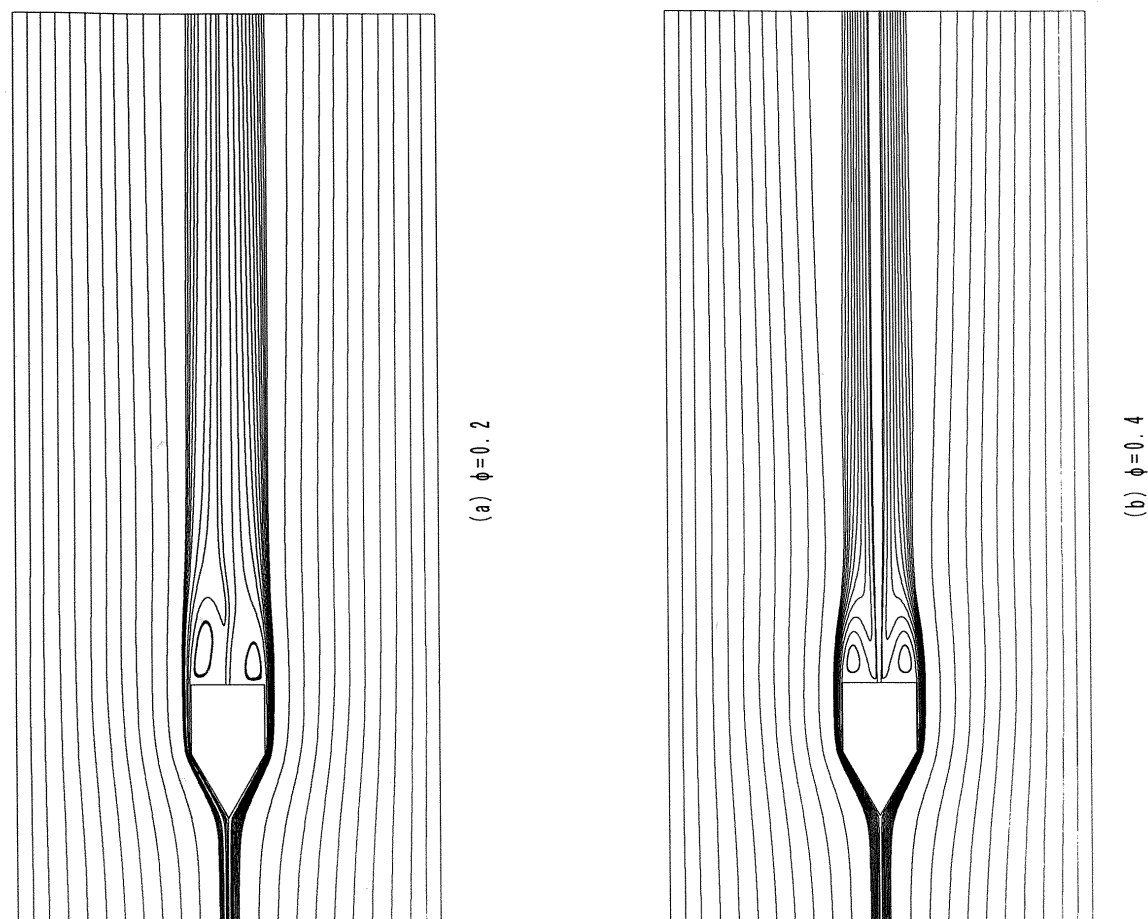


図7 燃焼場の流線

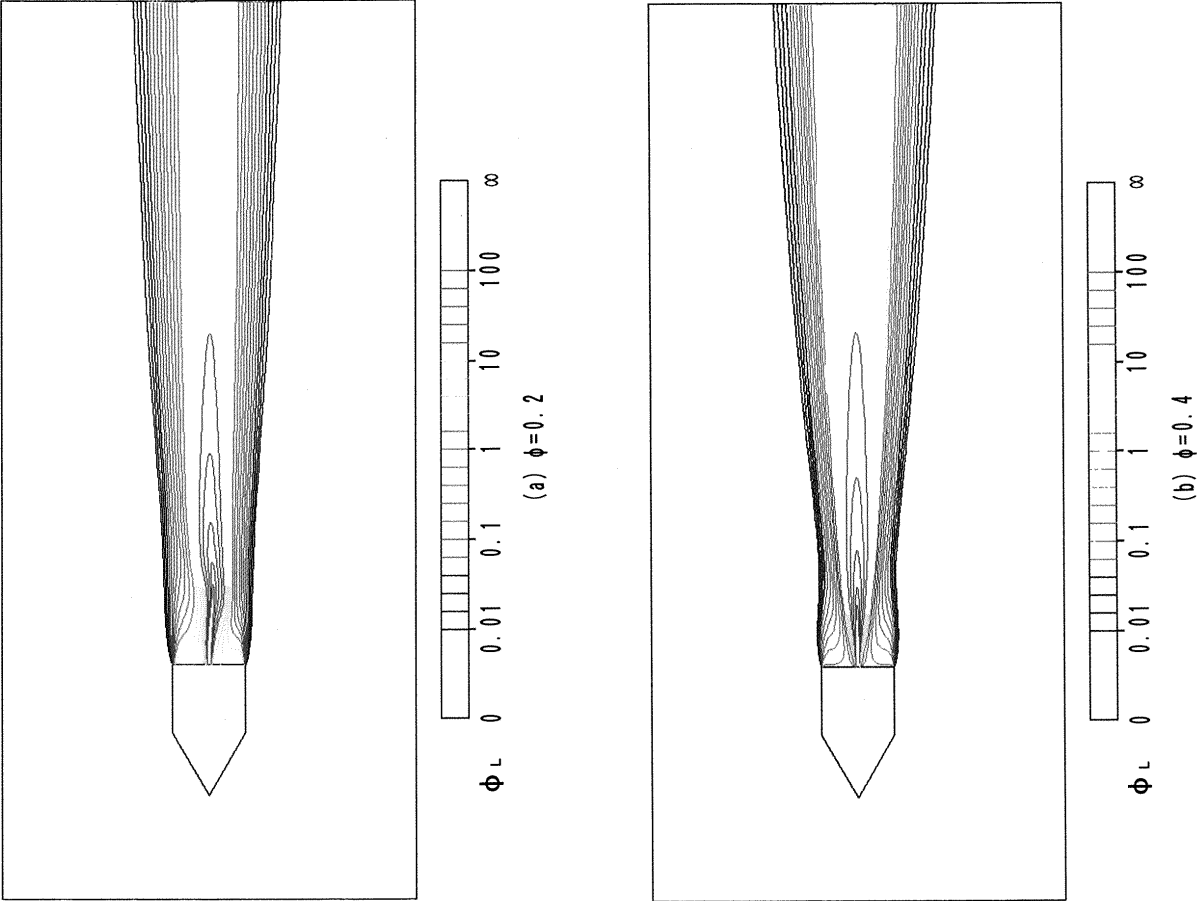


図 10 局所当量比分布

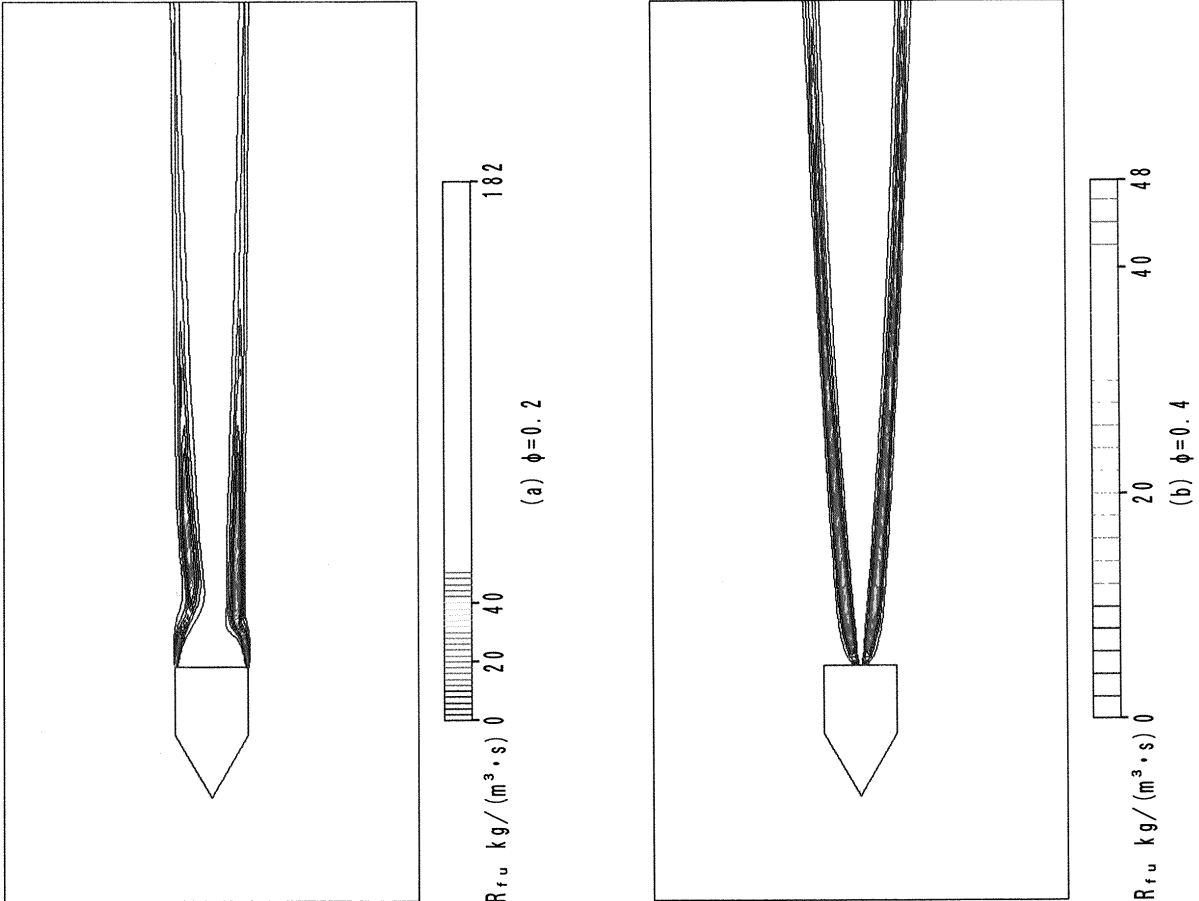


図 9 反応速度分布

コードを開発した。これを用いて、燃料噴出型保炎器周りの燃焼を伴う流れの数値シミュレーションが行えることを確認した。計算結果と実験結果との比較は次報にて行う予定である。

なお、当所熱流体力学部田村敦宏室長には研究全般にわたる指導と援助をいただいた。また、宇宙グループ江口邦久リーダー、原動機山本一臣主任研究官、熱流体力学部菊地一雄主任研究官、野崎理主任研究官、西沢敏雄研究官、数理解析部松尾裕一研究官に助言いただいたことを付記する。

文 献

- 1) 升谷ほか2名, 単段宇宙往還機の推進系, 第30回宇宙科学技術連合会, (1986-10)
- 2) 斉藤ほか4名, 亜音速ラムエンジン用保炎器の水素燃料噴出法と燃焼特性, 日本機械学会第68期通常総会講演会講演論文集, Vol. B, (1991-3)
- 3) 黒沢ほか3名, 水素燃料噴射型保炎器要素の燃焼特性について, 第33回航空原動機・宇宙推進講演会講演集, (1993-1)
- 4) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, (1980)
- 5) 藤, ガスタービン燃焼器の流動/燃焼のCFDによる可視化, 可視化情報, Vol. 10, No.38, (1990-7)
- 6) Shyy, W. and Braaten, M. E., A Numerical Study of Flow in Gas-Turbine Combustor, AIAA Paper 87-2132, (1987)
- 7) Rizk, N. K. and Mongia, H. C., A 3-D Analysis of Gas Turbine Combustor, AIAA Paper 89-2888, (1989-7)
- 8) Launder, B. E. and Spalding, D. B., Mathematical models of turbulence, Academic Press, (1972)
- 9) 明, 笠木, 日本機械学会論文集(B編), 54巻507号, (1988-11)
- 10) Zhang, C. and Sousa, A. C. M., Trans. ASME, J. Fluids Engng., Vol. 112, (1990-3), pp.48-55
- 11) Magnussen, B. F. and Hjertager B. H., On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion, 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, (1977), pp.719-729
- 12) 細川ほか3名, Vガッタ周りの流れの数値解析, 第29回燃焼シンポジウム前刷集, (1991-11), pp.415-417
- 13) Hong, Z. C., Tao, C. C. and Kan, D. J., Cold and Hot Flow Analysis of a Coaxial Dump Combustor with V-Gutter Flame Holder, AIAA Paper 86-1657, (1986-6)

航空宇宙技術研究所報告1233号

平成6年4月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話 三鷹(0422) 47-5911(大代表) 〒182
印刷所 株式会社 共 進
東京都杉並区久我山5-6-17

Printed in Japan