

付 録 A 気相場の数値解析手法

ここでは本研究で用いた気相部分の数値解析手法の詳細について述べる．第 4 章の解析においては BFC 格子系，第 5 章の解析においては円筒座標格子系で解析を行っており，以下にその座標変換と解析スキーム，ならびに解析において使用した特記すべき点について述べる．

A.1 BFC 格子系における支配方程式

森西 [141] が提案した提案したエネルギー保存差分スキームを小垣ら [129] [130] が一般境界適合座標系 (Generalized boundary-fitted coordinate system, BFC) に拡張した．本研究第 4 章において，これを低マッハ数近似に基づく BFC 格子系に拡張して解析を行なった．

複雑な形状をした流れ場を差分法や有限体積法で解析する場合，例えば図 A.1 のような翼周りの乱流場の解析を行なう場合，翼形状，より一般にはその流れ場の幾何形状に適合した計算格子が生成する．計算格子が等間隔かつ直交している場合に最も容易に離散化することが可能である．

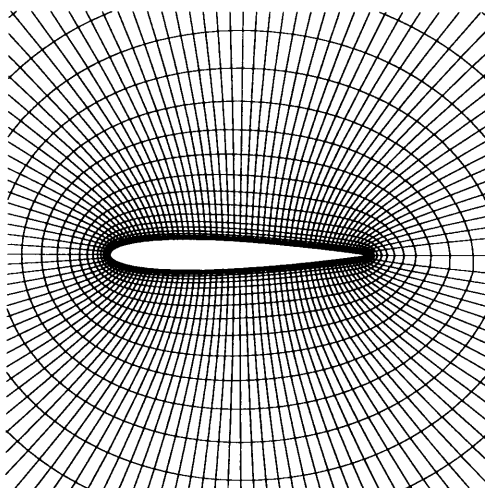


図 A.1: A typical illustration for boundary-fitted coordinate system (BFC) [142]

一般境界適合座標系に基づく手法は，この性質を利用し複雑な形状の格子系でも容易に離散化できるようにしたものである．変数変換を利用して，物理座標系 $(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$ における基礎方程式を計算座標系 $(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = (\xi, \eta, \zeta)$ に座標変換する．

まず，物理座標 (x, y, z) と計算座標 (ξ, η, ζ) を以下のように対応させる．

$$\begin{cases} x = x(\xi, \eta, \zeta) \\ y = y(\xi, \eta, \zeta) \\ z = z(\xi, \eta, \zeta) \end{cases} \quad (\text{A.1.1})$$

chain-rule より微分作用素は以下のように記述できる：

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \xi} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \eta} \\ \frac{\partial x}{\partial \zeta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.2})$$

同様に，

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ \frac{\partial \xi}{\partial z} & \frac{\partial \eta}{\partial z} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.3})$$

と表すことができる．この両者の関係より，以下の関係が導かれる：

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \xi} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \eta} \\ \frac{\partial x}{\partial \zeta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ \frac{\partial \xi}{\partial z} & \frac{\partial \eta}{\partial z} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1.4})$$

式 (A.1.4) の逆行列を求める際に必要となる，

$$\det A = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \xi} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \eta} \\ \frac{\partial x}{\partial \zeta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \end{vmatrix} \equiv J^{-1} \quad (\text{A.1.5})$$

を J はしばしばヤコビアンと呼ばれ，物理空間での格子の体積と計算空間での格子の体積に比に相当する．

上記の関係を用いることにより，ある変数 ϕ の一階微分は

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_i} = J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_m} \right) \quad (\text{A.1.6})$$

と書くことができる．ある一つの項の中で同じ index が 2 度現れる時は，その変数について，アインシュタインの総和規約に従うものとする．つまり式 (A.1.6) は

$$J \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_m} \right) \equiv J \left\{ \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_1}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_1} \right) + \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_2}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_2} \right) + \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_3}{\partial x_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_3} \right) \right\} \quad (\text{A.1.7})$$

の意味である．

また，この変換を応用することで，時間的に格子が変形する場合の移動境界適合座標系にも容易に拡張可能 [142] [144] である．

上記の関係を用いて，流体の支配方程式である，式 (2.1.1) および式 (2.1.2) を座標変換する．物理空間における流体の支配方程式は：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{2.1.1})$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right\} + \rho f_i \quad (\text{2.1.2})$$

であった．これを簡単のため外力項を無視し，

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + (\text{conv.})_i + (\text{pres.})_i + (\text{diff.})_i \quad (\text{A.1.8})$$

と表記すると，

$$(\text{conv.})_i \equiv \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} \longrightarrow J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) \right\}, \quad (\text{A.1.9})$$

$$(\text{pres.})_i \equiv J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} p \right), \quad (\text{A.1.10})$$

$$(\text{diff.})_i \equiv J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \tau_{ij} \right). \quad (\text{A.1.11})$$

また，質量保存式である式 (2.1.1) は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} (\rho u_j) \right\} = 0 \quad (\text{A.1.12})$$

のように変換される．

A.1.1 BFC 格子系における燃焼場解析手法

この変換された支配方程式を，本論 2.1.5 節で述べた低マッハ数近似を考慮しながら Rhie and Chow の提案した co-located grid arrangement [145]*に従い離散化する．圧力カップリングを fractional step 法 [131] で行なうとすると，上に述べた支配方程式系は以下の通り記述される．

$$(\rho u_i)^* = (\rho u_i)^n - J \Delta t \{ (\text{conv.})_i + (\text{visc.})_i \} \quad (\text{A.1.13})$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = (\text{pres.})_i \quad (\text{A.1.14})$$

*近年の乱流の数値解析においては BFC に対してはここで述べるコロケート配置，正規座標系に対してはスタガード配置で計算するのが一般的である

式 (A.1.14) を離散化すると

$$\frac{(\rho u_i)^{n+1} - (\rho u_i)^*}{\Delta t} = -J \frac{\delta_2}{\delta_2 \xi_m} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_i} p \right) \quad (\text{A.1.15})$$

式 (A.1.15) の divergence をとる.

$$\frac{1}{\Delta t} \left[J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} (\rho u_i)^{n+1} \right\} - J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} (\rho u_i)^* \right\} \right] = -J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(G^{mn} \frac{\partial p}{\partial \xi_m} \right) \quad (\text{A.1.16})$$

一方, 連続の式 (質量保存式) は式 (A.1.12) より

$$\frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} (\rho u_j) \right\} = -\frac{1}{J} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{A.1.17})$$

式 (A.1.17) が $n+1$ 時刻で成り立つとすると

$$\frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} (\rho u_j)^{n+1} \right\} = -\frac{1}{J} \frac{\partial \rho^{n+1}}{\partial t} \quad (\text{A.1.18})$$

これを式 (A.1.16) に代入すると

$$\frac{1}{\Delta t} \left[J \left(-\frac{1}{J} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^{n+1} - J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left\{ \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} (\rho u_i)^* \right\} \right] = -J \frac{\partial}{\partial \xi_m} \left(G^{mn} \frac{\partial p}{\partial \xi_m} \right) \quad (\text{A.1.19})$$

が得られる. ここで ρ^{n+1} が既知であるとして, この圧力 Poisson 方程式を適当な行列解法で解いた (本論第4章では BiCGStab 法を用いた) 後, $n+1$ 時刻での ρu を求める.

$$\begin{aligned} (\rho u_i)^{n+1} &= (\rho u_i)^* - J \Delta t (\text{pres.})_i \\ &= (\rho u_i)^* - J \Delta t \frac{\delta_2}{\delta_2 \xi_m} \left(\frac{1}{J} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_i} p \right) \end{aligned} \quad (\text{A.1.20})$$

一方, 界面フラックスは

$$(\rho F)_m = (\rho U)_m^* - \Delta t G^{mn} \frac{\delta_1 p}{\delta_1 \xi_n} \quad (\text{A.1.21})$$

$$F_m = \frac{(\rho F)_m}{\bar{\rho}^1 \xi_m} \quad (\text{A.1.22})$$

と評価している. これらの方程式を適当な時間進行スキームを用いて時間発展させることで BFC 格子系における低マッハ数近似流れ場の解析が可能となる.

A.2 円筒座標系における支配方程式

実験室レベルの燃焼器においては, 単純な円筒型で計算領域を表現可能な問題も多い. こういった問題においては, 支配方程式をデカルト座標系から, 円筒座標系もしくは球座標系に変換し, 方程式を離散化, 数値解析することでより高精度な解を得ることが可能である. 格子トポロジに起因する無駄な格子を減らすことも可能である.

例えば、円形ノズルから燃料が噴射される燃焼場を解析する場合には、計算領域も円筒型でかつ、下流に行くに従って必要とする計算領域が半径方向に広がることは容易に想像がつく。このような流れ場を球座標系で表現し解析することは計算負荷の観点から非常に効率的である。一方で、方程式系が複雑になり汎用性に欠けてしまうという不利な点もある。球座標系での解析例として文献 [30] [73] を挙げる。

デカルト座標系における流れの支配方程式を再掲する：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right\} + \rho f_i, \quad (2.1.2)$$

これらの方程式は $(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$ 座標系で記述されていたが、これを円筒座標系 (x, r, θ) 系*に変換すると、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho u_\theta}{\partial \theta} = 0, \quad (A.2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_x u_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_x r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_x u_\theta}{\partial \theta} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \tau_{xr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{x\theta}}{\partial \theta} + \rho f_x, \quad (A.2.2)$$

$$\frac{\partial \rho u_r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_r u_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_r r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_r u_\theta}{\partial \theta} + b_r = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \rho f_r, \quad (A.2.3)$$

$$\frac{\partial \rho u_\theta}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_\theta u_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_\theta r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u_\theta u_\theta}{\partial \theta} + b_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial x} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \tau_{\theta r}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \rho f_\theta \quad (A.2.4)$$

ここで、

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot u), \quad \tau_{xr} = \tau_{rx} = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right), \quad (A.2.5)$$

$$\tau_{rr} = 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot u), \quad \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \mu \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right\}, \quad (A.2.6)$$

$$\tau_{\theta\theta} = 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot u), \quad \tau_{\theta x} = \tau_{x\theta} = \mu \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_x}{\partial \theta} \right), \quad (A.2.7)$$

$$\nabla \cdot u = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta}. \quad (A.2.8)$$

であり、 b_r, b_θ はそれぞれ座標系の変形（曲がり）によって生じる遠心力項とコリオリ力項に相当し以下のようなになる：

$$b_r = -\frac{\rho u_\theta^2}{r}, \quad (A.2.9)$$

$$b_\theta = -\frac{\rho u_r u_\theta}{r}. \quad (A.2.10)$$

*円筒座標系は (r, θ, z) と表記されることが多いが、Morinishi *et al.* [146] にならってここでは (x, r, θ) と表記する。

実際の解析においては、以上の式 (A.2.1) – 式 (A.2.10) を離散化し、計算をすすめる。計算手法の詳細については文献 [2] を参照されたい。

A.3 Cyclic TDMA

Navier-Stokes 方程式に代表される偏微分方程式数値的に解析するあたり、差分法、有限体積法などで離散化操作を施すことにより、多元連立一次方程式に帰着する。しばしばこの連立一次方程式は大規模となり、その解き方が計算速度を大きく左右する。

例えば、非圧縮性流体の流体解析においては、質量保存式（連続の式）と圧力のカップリングの際に生じる圧力の Poisson 方程式を離散化することで得られる連立一次方程式の計算速度がその解析全体の速度をほぼ律則する。

この様な理由から、与えられた連立一次方程式をどのような方法で解くか、という問題には常に細心の注意を払う必要がある。

本論第 5 章における解析で用いたスキームにおいて、解析格子の中心軸付近における計算条件緩和のために、運動方程式の周方向成分のみ陰的に評価した。本節では、その解法と改良について述べる。

A.3.1 TDMA

本論第 5 章における解析で用いたスキームにおいて、解析格子の中心軸付近における計算条件緩和のために、運動方程式の周方向成分のみ陰的に評価した。このときその離散式は

$$a_i u_i + b_i u_{i+1} + c_i u_{i-1} = (RHS). \quad (A.3.1)$$

と表記できる。ここで、 u は運動方程式 (2.1.2) における速度成分 $\rho u, \rho v, \rho w$ であり、下付添え字 i は仮想的な格子番号を表わす。式 (A.3.1) を見てもわかるとおり、その方程式系は三重対角行列となるため、以下に述べる TDMA を用いて計算した。

ある連立一次方程式において、その係数行列が対角項とその両隣の要素からなるとき、その行列は「三重対角行列」と呼ばれる。このような連立方程式を解く際には、三重対角行列解法 (TDMA: Tri-Diagonal Matrix Solver) が非常に有効であることが知られている（たとえば文献 [140]）。

また、今回の計算では、周方向成分の評価に使用ため、境界条件として「周期境界条件」を用いる必要がある。このため、TDMA に若干の改良を施した。そこで、まず本節において通常版 TDMA について述べ、次節にてその改良版である Cyclic TDMA について述べることにする。

A.3.2 TDMA による解法

解くべき連立一次方程式が以下のように記述できたとする。

$$a_i x_i = b_i x_{i+1} + c_i x_{i-1} + d_i \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (A.3.2)$$

この式を行列で表記すると

$$\begin{pmatrix} a_1 & -b_1 & & & & & O \\ -c_2 & a_2 & -b_2 & & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ & & & -c_{N-1} & a_{N-1} & -b_{N-1} & \\ O & & & & -c_N & a_N & \end{pmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ x_{N-1} \\ x_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ d_{N-1} \\ d_N \end{bmatrix} \quad (\text{A.3.3})$$

第一段階として、三重対角を二重対角するために前進消去を行なう。つまり、 $(i-1)$ 行目が既に二重対角になっていると仮定した式 (A.3.4) を、 i 行目の式に代入し、式 (A.3.6) を得る：

$$x_{i-1} = p_{i-1}x_i + q_{i-1}, \quad (\text{A.3.4})$$

$$a_i x_i = b_i x_{i+1} + c_i (p_{i-1}x_i + q_{i-1}) + d_i, \quad (\text{A.3.5})$$

$$\therefore x_i = p_i x_{i+1} + q_i. \quad (\text{A.3.6})$$

ここで、

$$p_i \equiv \frac{b_i}{a_i - c_i p_{i-1}}, \quad q_i \equiv \frac{d_i + c_i q_{i-1}}{a_i - c_i p_{i-1}} \quad (\text{A.3.7})$$

である。式 (A.3.7) を見ると、 p_i, q_i は p_{i-1}, q_{i-1} と i の昇順で計算することにより、代数的に算出可能である。ここで、 $i=N$ の時、 q_N は x_N と同値になっている（つまり、解としての x_N がここで求まる）。なお、 $i=1$ のときは、式 (A.3.3) からわかるとおり、既に二項方程式になっており、以下のように算出できる：

$$p_1 = \frac{b_1}{a_1}, \quad q_1 = \frac{d_1}{a_1}. \quad (\text{A.3.8})$$

次に第二段階として、後退代入を行なう。これは式 (A.3.4) を用いて、 i の降順で代数的に算出できる。

以上のように、TDMA は非常に簡潔な代数式で記述でき、またプログラミングも容易である。さらには N 元の連立一次方程式に対して、(反復計算無しに) $2N$ 回の演算で数値解を得ることができ、非常に効率的でもある。

A.3.3 Cyclic 版 TDMA

本研究においては、解析格子の中心軸付近での数値条件緩和のために、運動方程式の周方向成分のみ陰的に評価した。このとき、周方向であるがゆえに、境界条件として「周期境界条件」を用いる必要があり、係数行列が三重対角行列に、さらに 2 つの項が追加される。このような行列では A.3.2 節で述べた TDMA が利用できない。そこで、このような行列を高速に解くために TDMA に若干の改良を施した。これを Cyclic 版 TDMA と呼ぶことにする。ここではこの改良について述べる。

通常版 TDMA の導出同様に考えると、第 i 番目の方程式は、

$$a_1 x_1 = b_1 x_2 + c_1 x_N + d_1 \quad (\text{A.3.9})$$

$$a_i x_i = b_i x_{i+1} + c_i x_{i-1} + d_i \quad i = 2, 3, \dots, N-1 \quad (\text{A.3.10})$$

$$a_N x_N = b_N x_1 + c_N x_{N-1} + d_N \quad (\text{A.3.11})$$

と記述でき、これらの式を行列表記すると

$$\begin{pmatrix} a_1 & -b_1 & & & & -c_1 \\ -c_2 & a_2 & -b_2 & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & -c_{N-1} & a_{N-1} & -b_{N-1} \\ -b_N & & & & -c_N & a_N \end{pmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ x_{N-1} \\ x_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ d_{N-1} \\ d_N \end{bmatrix} \quad (\text{A.3.12})$$

となる．この行列に対し、第一段階目として、

$$p_i \equiv \frac{b_i}{a_i - c_i p_{i-1}}, \quad q_i \equiv \frac{d_i + c_i q_{i-1}}{a_i - c_i p_{i-1}}, \quad r_i \equiv \frac{c_i r_{i-1}}{a_i - c_i p_{i-1}}, \quad (\text{A.3.13})$$

$$s = b_N p_1, \quad t = b_N r_1, \quad u = b_N q_1. \quad (\text{A.3.14})$$

$$x_N = \frac{d_N + c_N q_{N-1} + u}{a_N - c_N (p_{N-1} + r_{N-1}) - s - t} \quad (\text{A.3.15})$$

ただし、

$$p_1 = \frac{b_1}{a_1}, \quad q_1 = \frac{d_1}{a_1}, \quad r_1 = \frac{c_1}{a_1} \quad (\text{A.3.16})$$

次に第二段階として、後退代入を行なう．

$$x_{i-1} = p_{i-1} x_i + q_{i-1} + x_N r_{i-1}. \quad (\text{A.3.17})$$

以上の様に計算することでわずかな計算コストの増加で周期条件を加味した TDMA を構築することが可能となる．なお、この Cyclic TDMA のついでいくつかの解法は文献 [143] でも提案がなされていることを付け加えておく．

付 録 B β -PDF の積分

2.4.2.1 節で述べたとおり，PDF の推定にベータ関数を用いる利点は，平均値を算出する際の積分計算 (式 (2.4.26), (2.4.29)) を簡便な代数式に置き換えることができることであった．ここではその積分の具体的な方法について述べる．

まず，図 B.1 で表現されるような flamelet library が以下のような多項式で記述されるとする：

$$\phi(Z) = a_0 + a_1 Z + a_2 Z^2 + \cdots + a_n Z^n. \quad (\text{B.0.1})$$

一方で，Favre 平均されたスカラ量は式 (2.4.26) で計算することができ，これを書き下すと，

$$\begin{aligned} \tilde{\phi} = & \frac{a_0}{A_\beta} \int_0^1 Z^{\beta_1-1} (1-Z)^{\beta_2-1} dZ + \frac{a_1}{A_\beta} \int_0^1 Z^{\beta_1} (1-Z)^{\beta_2-1} dZ \\ & + \frac{a_2}{A_\beta} \int_0^1 Z^{\beta_1+1} (1-Z)^{\beta_2-1} dZ + \cdots + \frac{a_n}{A_\beta} \int_0^1 Z^{\beta_1+n-1} (1-Z)^{\beta_2-1} dZ \end{aligned} \quad (\text{B.0.2})$$

ここで， A_β は正規化のためのもので，区間 $[0, 1]$ で β 関数がとりうる値域である．

ベータ関数 $B(x, y)$ およびガンマ関数 $\Gamma(x)$ は次のように定義される．

$$B(x, y) \equiv \int_0^1 t^{x-1} (1-t)^{y-1} dt \quad (\text{B.0.3})$$

$$\Gamma(x) \equiv \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt \quad (\text{B.0.4})$$

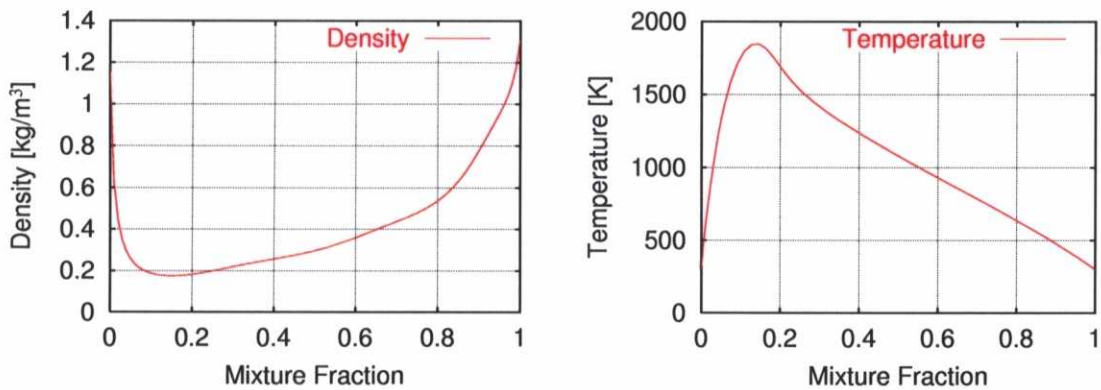


図 B.1: Flamelet library for methanol-air diffusion flame

また、ベータ関数とガンマ関数の間には以下の関係があることが知られている。

$$B(x, y) = \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)}. \quad (\text{B.0.5})$$

これより,

$$\int_0^1 Z^{\beta_1-1} (1-Z)^{\beta_2-1} dZ = \frac{\Gamma(\beta_1)\Gamma(\beta_2)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2)} \quad (\text{B.0.6})$$

を得る。ここで,

$$\beta_1 = \tilde{Z} \left(\tilde{Z} \frac{1-\tilde{Z}}{\widetilde{Z''^2}} - 1 \right), \quad (\text{B.0.7})$$

$$\beta_2 = (1-\tilde{Z}) \left(\tilde{Z} \frac{1-\tilde{Z}}{\widetilde{Z''^2}} - 1 \right), \quad (\text{B.0.8})$$

である。式 (B.0.2), (B.0.6) より,

$$\tilde{\phi} = \frac{a_0}{A_\beta} \frac{\Gamma(\beta_1)\Gamma(\beta_2)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2)} + \frac{a_1}{A_\beta} \frac{\Gamma(\beta_1+1)\Gamma(\beta_2)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+1)} + \cdots + \frac{a_n}{A_\beta} \frac{\Gamma(\beta_1+n)\Gamma(\beta_2)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2+n)} \quad (\text{B.0.9})$$

同様に,

$$A_\beta = \frac{\Gamma(\beta_1)\Gamma(\beta_2)}{\Gamma(\beta_1+\beta_2)}. \quad (\text{B.0.10})$$

さらに,

$$\Gamma(\beta+1) = \beta\Gamma(\beta) \quad (\text{B.0.11})$$

の関係を用いることにより, 式 (B.0.9) は以下のように変形できる。

$$\tilde{\phi} = a_0 + a_1 \frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_2} + a_2 \frac{(\beta_1+1)\beta_1}{(\beta_1+\beta_2+1)(\beta_1+\beta_2)} + \cdots \quad (\text{B.0.12})$$

$$+ a_n \frac{(\beta_1+n-1)(\beta_1+n-2)\cdots\beta_1}{(\beta_1+\beta_2+n-1)(\beta_1+\beta_2+n-2)\cdots(\beta_1+\beta_2)} \quad (\text{B.0.13})$$

以上より, $\tilde{\phi}$ の値を $a_i, \tilde{Z}, \widetilde{Z''^2}$ を用いて代数的に算出することができる。

付 録 C 噴霧液滴粒子の追跡

Lagrange 的に取り扱う全ての粒子，または全てのパーセル粒子について，適当な位置や速度，直径といった初期条件を与え，運動方程式を時間発展的に解くことで燃焼場中の噴霧液滴粒子を表現することが可能である．

一方，気相部分は Euler 的に取り扱われるため，その格子点（もしくはセル中心や界面）といった離散的な位置において，速度や温度といった物理量の情報を持っている．流れと粒子の相互作用を考えるとときには，粒子の持つ物理量と気相の物理量の授受が必要となるが，これらの場所は同一の位置にあることは稀であり，ほとんどの場合，なんらかの補間を用いて互いの位置における相互作用を与えることになる．そしてこの補間をするためには，ある粒子がどのセルに属するか，という検索（もしくは粒子追跡）が必要となる，本節ではこの「追跡」と「補間」の手法について述べる．

C.1 粒子の追跡手法

カーテシアン格子や円筒座標系格子のような直交座標系を，差分法などのような構造格子系アルゴリズムで解析する際には，格子トポロジの性質を用いて簡便かつ高速に粒子の相対位置を追跡できる．具体的には，格子点インデックスが 1 増えれば x_1 座標が x_1 方向に単調増加する，ということが保証されており，これを利用する方法である．

一方，本研究でターゲットとしている実用燃焼器の解析においては，燃焼器形状の再現に対応することを考慮すると，直交座標系で解析することはほぼ不可能である．そこで採用されるのが，構造格子系では，曲線境界適合座標格子系 (Curve-Linear Boundary Fitted Coordinate System, 以下 BFC) を，非構造格子系アルゴリズムでは，有限要素法 (FEM) や有限体積法 (FVM)* である．これらの手法を採用する場合，前述の格子トポロジの性質に基づいた高速な追跡アルゴリズムを採用することができず，数値計算上の負荷となってしまう危険性がある．そこで本研究では，非構造格子系上でも高速に検索・追跡が可能となるアルゴリズム [147] を採用した．以下にその概要を述べる．

説明のため単純化された粒子の位置に関する運動方程式は：

$$\frac{dx_i}{dt} = u_i \quad (\text{C.1.1})$$

*FVM は構造格子系上でも構成可能であるが，ここでは非構造格子系アルゴリズムにも適用可能という意味で非構造格子系アルゴリズムに分類する．

ここで、 x_i :粒子位置、 u_i :粒子速度である。これを1次の Euler 陽解法で離散化すると、

$$\frac{x_i^{n+1} - x_i^n}{\Delta t} = u_i^n \quad (\text{C.1.2})$$

以下の図 C.1 に示すような、6 面体セル j に対して、そのセルを構成する面 k における法線方向単位ベクトルを $n_{j,k} = (a_{j,k}, b_{j,k}, c_{j,k})$ (セル内側方向を正にとる) とし、 k 面上の任意の点 P とすると、 k 面を構成する式は：

$$n_{j,k} \cdot P + d = 0. \quad (\text{C.1.3})$$

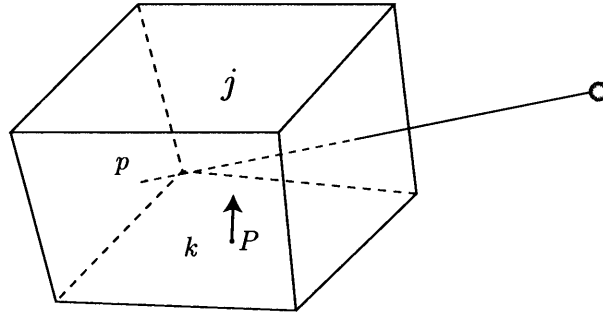


図 C.1: 気相セル内を Lagrange 的に飛行する噴霧液滴粒子

このとき、ある時刻 t に速度 u を持つ粒子 p がセル j を通過したとすると、セル j の各面を通過するまでにかかる (かかりうる) 時間は：

$$\Delta\tau_{p,k} = \frac{-(a_{j,k}x_1^p + b_{j,k}x_2^p + c_{j,k}x_3^p + d_{j,k})}{a_{j,k}u_1^p + b_{j,k}u_2^p + c_{j,k}u_3^p}, \quad (\text{C.1.4})$$

となる。この式を利用して、以下の判定条件を課すことで粒子 p がセル j 内を通過する面 l を判定することができる：

$$l = \left[k | \{ \Delta\tau_{p,k} > 0, \min(\Delta\tau_{p,k}) \} \right]. \quad (\text{C.1.5})$$

また、粒子 p がセル j を通過するのにかかる時間 $\Delta\tau_l$ は以下のように求められる：

$$\Delta\tau_l = \left[\min(\Delta\tau_{p,k}) | \Delta\tau_{p,k} > 0 \right]. \quad (\text{C.1.6})$$

このとき、 $\Delta\tau_l$ が Δt より小さい場合は粒子 i が続いてセル j の近傍セル j_2 を通過するかどうかの判定も必要となる。この判定についても同様の方法で用いればよい。また、実際のプログラミングの際には、セル j の近傍セル番号を格納する配列 $\text{NB}_{j,l}$ を保持すると非常に都合が良い。特に FVM では流体計算部分で既に $\text{NB}_{j,l}$ を保持していることからこれをそのまま使える利点がある。

さらにこのアルゴリズムの利点は、近傍セル配列を持つことで自分自身のセルを飛び出た際に、次はどのセルに入るのかという「探索」をする必要がなくなること、粒子速度がセルサイズに比べて大きい場合にも、つまり、1時間ステップの間にいくつものセルをまたがっても探索が破綻をきたさないことである。実際の粒子計算の際には3.1.6節で述べたとおり計算精度を確保するためにセルをいくつもまたがるような時間刻みは選択しないが、こういったアルゴリズムのロバスト性は計算コードの信頼性向上に直結することからも重要な要素である。

C.2 補間アルゴリズム

前述のとおり，Lagrange 系で記述される粒子計算部分と Euler 系で記述される気相計算部分のカップリングの際には，ある粒子位置における気相の物理量が必要となり，この計算の際に補間が必要となる．ここでは本研究で採用した補間手法について述べる．

計算格子点でセルを構成し，Euler 計算の物理量もセル節点に置く．この場合のセル内の任意の点における（つまり粒子位置），補間された物理量は 3 次元空間上における線形補間に相当する tri-linear 補間*を用いる．

$$\phi = \sum_i \alpha_i \phi_i. \quad (\text{C.2.1})$$

ここで， ϕ は任意の物理量であり，係数 α_i はセルトポロジにより，以下のように決定される：

6 面体セル

$$\alpha_1 = \beta_1 \beta_2 \beta_3, \quad (\text{C.2.2})$$

$$\alpha_2 = (1 - \beta_1) \beta_2 \beta_3, \quad (\text{C.2.3})$$

$$\alpha_3 = (1 - \beta_1)(1 - \beta_2) \beta_3, \quad (\text{C.2.4})$$

$$\alpha_4 = \beta_1(1 - \beta_2) \beta_3, \quad (\text{C.2.5})$$

$$\alpha_5 = \beta_1 \beta_2(1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.6})$$

$$\alpha_6 = (1 - \beta_1) \beta_2(1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.7})$$

$$\alpha_7 = (1 - \beta_1)(1 - \beta_2)(1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.8})$$

$$\alpha_8 = \beta_1(1 - \beta_2)(1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.9})$$

$$\beta_1 = \frac{S_2 h_2}{S_1 h_1 + S_2 h_2}, \quad (\text{C.2.10})$$

$$\beta_2 = \frac{S_4 h_4}{S_3 h_3 + S_4 h_4}, \quad (\text{C.2.11})$$

$$\beta_3 = \frac{S_6 h_6}{S_5 h_5 + S_6 h_6}. \quad (\text{C.2.12})$$

*一次元座標上で構成すれば線形補間であるが，2 次元では厳密な線形ではなく，双一次補間 (Bi-linear)，3 次元では Tri-linear と呼ばれる．

5 面体セル（プリズムセル）

$$\alpha_1 = \beta_1 \beta_2, \quad (\text{C.2.13})$$

$$\alpha_2 = \beta_1 \beta_3, \quad (\text{C.2.14})$$

$$\alpha_3 = \beta_1 (1 - \beta_2 - \beta_3), \quad (\text{C.2.15})$$

$$\alpha_4 = (1 - \beta_1) \beta_2, \quad (\text{C.2.16})$$

$$\alpha_5 = (1 - \beta_1) \beta_3, \quad (\text{C.2.17})$$

$$\alpha_6 = (1 - \beta_1)(1 - \beta_2 \beta_3), \quad (\text{C.2.18})$$

$$\beta_1 = \frac{S_2 h_2}{S_1 h_1 + S_2 h_2}, \quad (\text{C.2.19})$$

$$\beta_2 = \frac{S_3 h_3}{S_3 h_3 + S_4 h_4 + S_5 h_5}, \quad (\text{C.2.20})$$

$$\beta_3 = \frac{S_4 h_4}{S_3 h_3 + S_4 h_4 + S_5 h_5}. \quad (\text{C.2.21})$$

5 面体セル（ピラミッドセル）

$$\alpha_1 = (1 - \beta_1) \beta_2 \beta_3, \quad (\text{C.2.22})$$

$$\alpha_2 = (1 - \beta_1) \beta_2 (1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.23})$$

$$\alpha_3 = (1 - \beta_1)(1 - \beta_2)(1 - \beta_3), \quad (\text{C.2.24})$$

$$\alpha_4 = (1 - \beta_1)(1 - \beta_2) \beta_3, \quad (\text{C.2.25})$$

$$\alpha_5 = \beta_1, \quad (\text{C.2.26})$$

$$\beta_1 = \frac{h_1}{h_0}, \quad (\text{C.2.27})$$

$$\beta_2 = \frac{S_3 h_3}{S_2 h_2 + S_3 h_3}, \quad (\text{C.2.28})$$

$$\beta_3 = \frac{S_5 h_5}{S_4 h_4 + S_5 h_5}. \quad (\text{C.2.29})$$

4 面体セル

$$\alpha_i = \frac{S_i h_i}{\sum_{j=1}^4 S_j h_j}, \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (\text{C.2.30})$$

ここで、 h_i は粒子の位置からセル各面までの距離で、 S_i はセル各面の面積である。

文献 [81] によれば、精度面ではスペクトル補間やエルミート補間が、精度と計算時間のバランスでは高次ラグランジュ補間が優れ、線形補間（2 次のラグランジュ補間に相当する）は計算負荷

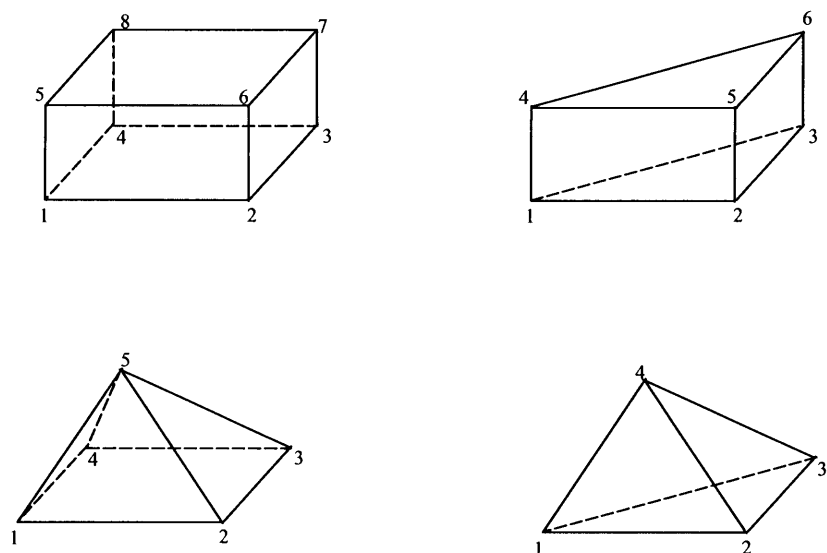


図 C.2: さまざまなセルトポロジ

でのメリットはあるが、精度面での問題が指摘されているが、本研究では任意格子幅，任意セルへの適用可能であることを考慮して，tri-linear 補間を採用した。

参考文献

- [1] 店橋 護, 名田 譲, 宮内敏雄, “乱流予混合火炎の DNS”, 日本流体力学会数値流体力学部門 Web 会誌, Vol. 11, No. 4, 2003.
- [2] 弘畑幹鐘, “非予混合火炎の LES に関する基礎研究”, 東京大学学位論文, 2002.
- [3] A. D. Gosman, and E. Ioannides, “Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustor”, *J. Energy*, Vol. 7, No. 6, pp. 482-490, 1983.
- [4] T. Takagi, *et al.* “Numerical Simulation of Evaporation, Ignition and Combustion of Transient Sprays”, *Combust. Sci. and Tech.*, vol. 75, pp. 1-12, 1991.
- [5] 青木秀之, 丹野庄二, 三浦隆利, 大西 恵, “実用燃焼炉の三次元噴霧燃焼シミュレーション”, 機論 B, vol. 57, No. 538, pp. 2152-2158, 1991.
- [6] 胡 霄, 高木正英, 森吉泰生, “スワールインジェクタによる燃料噴霧の数値解析 (計算初期値が噴霧形成過程に与える影響の検討)” 機論 B, vol. 69, No. 680, pp. 925-931, 2003.
- [7] 松永直樹, 堀 守雄, 東山敏也, 藤 秀実, 米澤克夫機論 B, vol. 66, No. 652, pp. 3241-3248, 2000.
- [8] V. Sankaran, and S. Menon, “LES of Spray Combustion in Swirling Flows”, *Journal of Turbulence*, Vol. 3, No. 2, 2002.
- [9] D. Caraeni, C. Bergström, and L. Fuchs, “Modeling of Liquid Fuel Injection, Evaporation and Mixing in a Gas Turbine Burner Using Large Eddy Simulation”, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 65, pp. 223-244, 2000.
- [10] 屋我 満, “Large Eddy Simulation による実用燃焼器内部数値計算手法構築とその応用に関する研究”, 東北大学学位論文, 2003.
- [11] F. Ham, S. Apte, I. Iaccarino, X. Wu, M. Herrmann, Constantinescu, G., Mahesh, K., and Moin, P., “Unstructured LES of reacting multiphase flows in realistic gas turbine combustors”, *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp. 139-160, 2003.
- [12] 日本機械学会 編, “燃焼工学ハンドブック”, 1995.

- [13] 小林敏雄ら 編, “数値流体力学ハンドブック”, 丸善, 2003.
- [14] Rolls-Royce pic 著, 日本航空技術協会訳, “ザ・ジェット・エンジン”, p. 37, 1992.
- [15] 宮川浩, “ガソリンエンジンにおける燃焼の CFD 技術と応用”, エンジンテクノロジー, Vol. 7, No. 5, pp. 32-37, 2005.10.
- [16] T. Poinso, and D. Veynante, “Theoretical and Numerical Combustion”, R. T. Edwards Inc., 2001.
- [17] 平野 敏右, 石塚 悟 共著, “化学流体力学”, 丸善, 1996.
- [18] 植田利久 著, “反応系の流体力学”, コロナ社, 2002.
- [19] N. Branley, “Large Eddy Simulation of a Non-premixed Turbulent Flames”, PhD thesis, Imperial College, London, UK, 1999.
- [20] 数値流体力学編集委員会 編, “数値流体力学シリーズ 5 燃焼・希薄流・混相流・電磁流体の解析”, 東京大学出版会, 1995.
- [21] M. W. Chase, Jr., “NIST-JANAF Thermochemical Tables, Fourth edition,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data, Monograph 9*, 1998.
- [22] 日本熱物性学会編, 熱物性ハンドブック, 養賢堂, p. 58, 1990.
- [23] 白石晴幸, 村上周三, 加藤信介, 石田義洋, “高温・高浮力流解析における基礎方程式”, 東大生研エンジニアリング LES 研究会資料, 1999.
- [24] P. A. Mcmurtry, W. Jou, J. J. Riley, and R. W. Metcalfe, “Direct Numerical Simulations of a Reacting Mixing Layer with Chemical Heat Release”, *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 6, pp. 962-970, 1986.
- [25] F. A. Williams, “COMBUSTION THEORY”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965.
- [26] 木田重雄, 柳瀬眞一郎 著, “乱流力学”, 朝倉書店, 1999.
- [27] 後藤 俊幸, “乱流理論の基礎”, 朝倉書店, 1998.
- [28] J. Smagorinsky, “General Circulation Experiments with Primitive Equations”, *Monthly Weather Review*, Vol. 91, No. 3, pp. 99-164, 1963.
- [29] N. Branley, and W. P. Jones, “Large Eddy Simulation of a Turbulent Non-premixed Flame”, *Combustion and Flame*, Vol. 127, pp. 1914-1934, 2001.

- [30] B. J. Boersma, “Direct numerical simulation of a turbulent reacting jet”, *CTR annual research briefs*, pp. 59-72, 1999.
- [31] J. Bardina, “IMPROVED TURBULENCE MODELS BASED ON LARGE EDDY SIMULATION OF HOMOGENEOUS, INCOMPRESSIBLE, TURBULENT FLOWS”, *Ph. D thesis, Stanford University*, 1983.
- [32] 梶島岳夫 著, “乱流の数値シミュレーション”, 養賢堂, 1999.
- [33] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and C. H. William, “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Physics of Fluids*, vol. A3, No. 7, pp. 1760-1765, 1991.
- [34] K. Akselvoll, and P. Moin, “Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 315, pp. 387-411, 1996.
- [35] C. Fureby, “On subgrid scale modeling in large eddy simulations of compressible fluid flow”, *Physics of Fluids*, Vol. 8, No. 5, pp. 1301-1311, 1996.
- [36] S. Komori, T. Kanzaki, A. Y. and Murakami, “Concentration correlation in a turbulent mixing layer with chemical reactions”, *J. Chem. Eng. Jpn.*, Vol. 27, pp. 742-748, 1994.
- [37] M. Tanahashi, *et al.*, “Coherent fine scale eddies in turbulent premixed flames”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol 28, pp 529-535, 2000.
- [38] E. Gutheil, G. Balakrishnan, F. A. and Williams, “Structure and Extinction of Hydrogen-Air Diffusion Flames, in: Reduced Kinetic Mechanisms for Application in Combustion Systems (N. Peters, B. Rogg, Eds.)”, *Springer*, 1993.
- [39] M. D. Smooke (Eds.), “Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames”, *Springer-Verlag*, 1991.
- [40] R. W. Bilger, “Turbulent Jet Diffusion Flames”, *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 1, pp. 87-109, 1976.
- [41] W. P. Jones, and J. H. Whitelaw, “Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A Review”, *Combustion and Flame*, Vol. 48, pp. 1-26, 1982.
- [42] S. P. Burke, and T. E. W. Shumann, “Diffusion Flames”, *Industrial and Engineering Chemistry* 20, , pp. 998-1004, 1928.
- [43] P. A. Libby, F. A. and Williams, “Fundamental aspect and a review, Turbulent reactive flows (Libby and Williams eds.)”, *Academic Press*, pp. 2-61, 1995.

- [44] R. W. Bilger, “The Structure of Diffusion Flame”, *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 13 pp. 155-170, 1976.
- [45] N. Peters, “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion”, *Procs. of Combustion Institute* Vol. 21, pp. 1231-1250, 1986.
- [46] N. Peters, “LAMINAR DIFFUSION FLAMELET MODELS IN NON-PREMIXED TURBULENT COMBUSTION”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 10, pp. 319-339, 1984.
- [47] E. Gutheil, and W. A. Sirignano, “Counterflow Spray Combustion Modeling with Detailed Transport and Detailed Chemistry”, *Combustion and Flame*, Vol. 113, pp. 92-105, 1998.
- [48] 野田進, “乱流燃焼の PDF モデリング”, 日本流体力学会数値流体力学部門 Web 会誌, Vol. 11, No. 4, pp. 179-190, 2003. <http://www.nagare.or.jp/jscfd/j-jscfd/114/114p4.pdf>
- [49] P. Domingo, L. Vervisch, K. N. C. Bray, “Modelling partially premixed flamelets in Large Eddy Simulations”, *Combustion Theory and Modeling*, Vol. 6, No. 4, pp. 529-551, 2002.
- [50] C. Fureby, F. F. Grinstein, S. Menon, and A. H. Weller, “A Comparative Study of LES Combustion Models for Premixed Turbulent Combustion”, *Procs. of 2nd Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-2)*, Vol. 3, pp. 309-314, 2001.
- [51] V. K. Chakravarthy, T. M. Smith, and S. Menon, “Modeling of Turbulent Premixed Flames in the Flamelet Regime”, *Procs. of 1st Symp. on Turbulence and Shear Flow-1 (TSFP-1)*, pp. 189-194, 1999.
- [52] B. F. Magnussen, and H. Hjertager, “On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol. 16, p. 719, 1976.
- [53] C. Fureby, and L. Löfström, “Large-Eddy Simulations of Bluff Body Stabilized Flames”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol. 25, pp. 1257-1264, 1994.
- [54] A. R. Kerstein, “Linear-eddy model of turbulent scalar transport and mixing.”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 60, pp. 391-421, 1988.
- [55] A. R. Kerstein, “Linear-eddy modeling of turbulent transport. part 6. microstructure of diffusive scalar mixing fields.”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 231, pp. 361-394, 1991.
- [56] A. R. Kerstein, “Linear-eddy modeling of turbulent transport II”. *Combustion and Flame*, Vol. 75, pp. 397-413, 1989.

- [57] Franke, S. H., McMurtry, P. A. and Givi, P., *AICHE J.* Vol. 41, No. 2, p. 258, 1995.
- [58] S. Menon, P. McMurtry, and A. R. Kerstein, “A linear eddy mixing model for large eddy simulation of turbulent combustion”, in B. Galperin and S. Orszag, eds, “LES of Complex Engineering and Geophysical Flows”, pp. 287-314. 1993.
- [59] V. Chakravarthy, and S. Menon, “Large-eddy simulationsof turbulent premixed flames in the flamelet regime”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 162, pp. 1-48, 2001.
- [60] V. Sankaran, and S. Menon, “LES of Spray Combustion in Compressible High Reynolds Number Swirling Flows”, *Proc. of TSFP-2*, Vol. 3, pp. 303-308, 2001.
- [61] V. Sankaran, and S. Menon, “Sub-grid Combustion Modeling for the Next Generation National Combustor Code”, *CCL Report 2003-009*,
- [62] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, and T. A. Poinso, “A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion”, *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 7, pp. 1843-1863, 2002.
- [63] L. Selle, G. Lartigue, T. Poinso, P. Kaufmann, W. Krebs, and D. Veynante, “Large-eddy simulation of turbulent combustion for gas”, *CTR Procs. of the Summer Program*, pp. 333-344, 2002.
- [64] S. B. Pope, “PDF METHODS FOR TURBULENT REACTIVE FLOWS”, *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 11, pp. 119-192, 1985.
- [65] Kang Y. Huh, “Conditional Averaging in Turbulent Combustion: Concept and Application and Examples”, 第41回燃焼シンポジウム講演論文集, 2003.
- [66] R. W. Bilger, “Conditionnal moment closure for turbulent reactiong flow”, *Physics of Fluids A*, Vol. 5, pp. 436-444, 1993.
- [67] W. K. Bushe, H. Steiner, “Conditional moment closure for large eddy simulation of non-premixed turbulent reacting flows”, *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 7, pp. 1896-1906, 1999.
- [68] 小森悟, 道岡武信, “乱流場での液相混合反応現象の正確な予測に向けて”, *ながれ*, Vol. 23, pp. 149-158, 2004.
- [69] A. W. Cook, and J. J. Riley, “A subgrid model for equilibrium chemistry in turbulent flows”, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 8, pp. 2868-2870, 1994.
- [70] F. Gao, and E. E. O'brien, “A large-eddy simulatin scheme for turbulent reacting flows”, *Physict of Fluids A*, Vol. 5, No. 6, pp. 1282-1284, 1993.

- [71] H. Forkel, and J. Janicka, “Large-Eddy Simulation of a Turbulent Hydrogen Diffusion Flame”, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 65, No. 2, pp. 163-175, 2000.
- [72] A. W. Cook, J. J. Riley, and A. G. Kosály, “A Laminar Flamelet Approach to Subgrid-Scale”, *Combustion and Flame*, Vol. 109, pp. 332-341, 1997.
- [73] H. Pitsch, and H. Steiner, “Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame”, *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 10, pp. 2541-2554, 2000.
- [74] 道岡武信, 小森悟, “反応乱流場の LES におけるサブグリッドスケール反応モデル”, 機論 B 編, Vol. 65, No. 631, pp. 839-846, 1999.
- [75] 井上克哉, “拡散火炎の LES と NO の生成予測”, 東京大学修士論文, 2002.
- [76] J. Réveillon, and L. Vervisch, “Spray Vaporization in Nonpremixed Turbulent Combustion Modeling: A Single Droplet Model”, *Combustion and Flame*, No. 121, pp. 75-90, 2000.
- [77] W. T. Kim, K. Y. Huh, J. A. Friedman, and A. M. Renksizbulut, “Numerical simulation of a steady hollow-cone methanol spray flame within an annular air jet”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 171, pp. 119-139, 2001.
- [78] C. D. Pierce, and P. Moin, “A dynamic model for subgrid-scale variance and dissipation rate of a conserved scalar”, *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 12, pp. 3041-3044, 1998.
- [79] H. Forkel, and J. Janicka, “Large Eddy Simulation of a Turbulent Hydrogen Diffusion Flame”, *Procs. of Turbulence and Shear Flow Phenomena 1*, pp. 65-70, 1999.
- [80] G. M. Faeth, “Evaporation and combustion of sprays”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 9, No. 1, pp. 1-76, 1983.
- [81] 深淵康二, “希薄気二相乱流の数値シミュレーション”, 日本流体力学会数値流体力学部門 Web 会誌, Vol. 11, No. 3, pp. 127-135, 2003.
- [82] S. L. Beato, and G. Kohnen, “Comparison between Eulerian and Lagrangian Strategies for the Dispersed Phase in Nonuniform Turbulent Particle-Laden Flows”, *Procs. of 1st Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow*, pp. 277-282, 1999.
- [83] R. D. Reitz, and R. Diwakar, “Structure of high-pressure fuel sprays”, *SAE Tech. paper* 872098, 1987.
- [84] P. J. O'Rourke and A. A. Amsden, “The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup”, *SAE Tech. paper* 872089, 1987.

- [85] G. M. Faeth, “Mixing, transport and combustion in sprays”, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 13, No. 4, pp. 293-345, 1987.
- [86] W. E. Ranz and W. R. Marshall, Jr., “Evaporation from Drops Part I, II”, *Chem. Eng. Prog.*, Vol. 48, pp. 141-146, pp. 173-180, 1952.
- [87] S. K. Aggarwal, and F. Peng, “A Review of Droplet Dynamics and Vaporization Modeling for Engineering Calculations”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (ASME Transac.)*, Vol. 117, pp. 453-461, 1995.
- [88] R. S. Miller, K. Harstad, A. J. and Bellan, “Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations”, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 24, pp. 1025-1055, 1998.
- [89] M. Burger *et al.*, “A Combined Eulerian and Lagrangian Method for Prediction of Evaporating Sprays”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power (ASME Transac.)*, Vol. 124, pp. 481-488, 2002.
- [90] 作島信行, “液滴の存在を考慮した燃焼モデルに関する研究”, 東京大学修士論文. 2001.
- [91] R. Reid, J. M. Prausnitz, and T. K. Sherwood, “The Properties of Gases and Liquids, 3rd Edt.” *, *McGRAW-HILL*, 1977.
- [92] G. L. Hubbard, V. E. Denny and A. F. Mills, “Droplet Evaporation: Effects of Transients and Variable Properties” *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol 18, No. 9, pp. 1003-1008, 1975.
- [93] P. Eisenklam, S.A. Runachalam, J.A. Weston, “Evaporation rates and drag resistance of burning drops”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol. 11, pp. 715-728, 1967.
- [94] M. C. Yuen, L. W. Chen, “On Drag of Evaporating Liquid Droplets”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 14, pp. 147-154, 1976.
- [95] J. K. Dukowicz, “Drag of evaporating or condensing droplets in low Reynolds number flow”, *Physics of Fluids*, Vol. 27, No. 6, pp. 1351-1358, 1984.
- [96] 柳田博明 監修, “微粒子工学大系 第一巻 基本技術”, フジ・テクノシステム, 2001.
- [97] 抜山四郎, 棚澤泰, “空気による液体微化の実験 (第 1 報)”, *機論*, Vol. 4, No. 14, pp. 86-93, 1938.

*現在では 2000 年発行の 5th edition を手に入れることが可能である。できることならこちらを参照するのが良いだろう。

- [98] 抜山四郎, 棚澤泰, “空気による液体微化の実験 (第2報)”, 機論, Vol. 4, No. 15, pp. 138-143, 1938.
- [99] 抜山四郎, 棚澤泰, “空気による液体微化の実験 (第3報)”, 機論, Vol. 5, No. 18, pp. 63-67, 1939.
- [100] 抜山四郎, 棚澤泰, “空気による液体微化の実験 (第4報)”, 機論, Vol. 5, No. 18, pp. 68-75, 1939.
- [101] 中村摩理子, 赤松史光, 香月正司, “対向噴霧火炎の数値解析に用いられた油滴パーセル近似の影響”, 第11回微粒化シンポジウム講演論文集, pp. 223-228, 2002.
- [102] R. J. Litchford and S.-M. Jeng, “Efficient statistical transport model for turbulent particle dispersion in sprays”, *AIAA J.*, Vol. 29, No. 9, pp. 1444-1451, 1991.
- [103] N. Chigier, “Group combustion models and laser diagnostic methods in sprays: A review” *Combustion and Flame*, Vol. 51, pp. 127-139, 1983.
- [104] H. H. Chiu, H. Y. Kim, and E. J. Croke, “Internal Group Combustion of Liquid Droplets”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol. 19, pp. 971-980, 1982.
- [105] 新岡・嵩, 河野通方, 佐藤順一 編著, “燃焼現象の基礎”, オーム社, 2001.
- [106] 香月正司, 赤松史光, 斎藤寛泰, “噴霧燃焼2 —液滴群の燃焼 —”, 燃焼研究, Vol. 121, pp. 1-14, 2000.
- [107] Q. Wang, and K. D. Squires, “Large eddy simulation of particle deposition in a vertical turbulent channel flow”, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, pp. 667-683, 1996.
- [108] M. Boivin, O. Simonin, and A. K. D. Squires, “On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation”, *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 8, pp. 2080-2090, 2000.
- [109] K. Lei, N. Taniguchi, and T. Kobayashi, “Full Way Coupling of Large Eddy Simulation for Particle-Laden Turbulent Flows using New Dynamic SGS Models”, *Procs. of Turbulence and Shear Flow Phenomena 2*, Vol. 2, (2001), pp. 111-116.
- [110] 雷 康斌, “ダイナミック・サブグリッド・スケール・モデルに基づく Full Way Coupling 法による固気混相乱流のラージ・エディ・シミュレーション”, 東京大学博士論文, 2001.
- [111] 湯 晋一, 河野浩幸, 梅景俊彦, 機論 B, Vol. 66, pp. 57-66, 2000.

- [112] C. T. Crowe, M. P. Sharma, and D. E. Stock, “The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows”, *Transac. of ASME Journal of Fluids Engineering*, pp. 325-332, 1977.
- [113] Y. Pan, and S. Banerjee, “Numerical simulation of particle interactions with wall turbulence”, *Physics of Fluids*, Vol. 8 pp. 2733-2755, 1996.
- [114] 湯 晋一, “固気混相流の乱流モデル — Large Eddy Simulation を中心として —”, 混相流, Vol. 15, No. 2, pp. 130-139, 2001.
- [115] S. Elghobashi, “On Predicting Particle-Laden Turbulent Flows”, *Applied Scientific Research*, Vol. 52, pp. 309-329, 1994.
- [116] T. Kajishima, S. Takiguchi, H. Hamasaki, and Y. Miyake, “Turbulence structure of particle-laden flow in a vertical plane channel due to vortex shedding”, *JSME Int. J. Ser. B*, Vol. 44 pp. 526-535, 2001.
- [117] S. Takagi, H. N. Oguz, Z. Zhang, and A. Prosperetti, “PHYSALIS: a new method for particle simulation.”, *J. Computational Physics*, Vol. 187, pp. 371-390, 2003.
- [118] J. Réveillon, L. and Vervisch, “Accounting for spray vaporization in turbulent combustion modeling”, *CTR Procs. of the Summer Program*, pp. 25-38, 1998.
- [119] C. Hollmann, and E. Gutheil, “Flamelet-Modeling of Turbulent Spray Diffusion Flames Based on a Laminar Spray Flame Library”, *Combustion Science and Technology*, Vol. 135, pp. 175-192, 1998.
- [120] M. Mikami, S. Miyamoto, N. Kojima, “Counterflow diffusion flame with polydisperse sprays”, *Procs. of Combustion Institute*, Vol 29, No. 1, pp. 593-599. 2002.
- [121] T. Wakabayashi, Y. Mizutani, M. Katsuki, and F. Akamatsu, *36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA 98-0720, 1998.
- [122] V. G. McDonell, and G. S. Samuelsen, “An Experimental Data Base for the Computational Fluid Dynamics of Reacting and Nonreacting Methanol Sprays”, *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 117, pp. 145-153, 1995.
- [123] M. Nakamura *et al.*, “Combustion mechanism of liquid fuel spray in a gaseous flame”, *Physics of Fluids*, Vol. 17, No. 12, 123301, 2005.
- [124] H. Pitsch, and L. D. D. Lageneste, “Large-Eddy Simulation of Premixed Turbulent Combustion using a Level-Set Approach”, *Procs. of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 2001-2008, 2002.

- [125] J. F. Widmann, and C. Presser, “A Benchmark Experimental Database for Multiphase Combustion Model Input and Validation”, *Combustion and Flame*, Vol. 129, pp. 47-86, 2002.
- [126] J. F. Widmann, and C. Presser, “Erratum to “A Benchmark Experimental Database for Multiphase Combustion Model Input and Validation” [Combustion and Flame 129:47-86(2002)]”, *Combustion and Flame*, Vol. 130, pp. 386-390, 2002.
- [127] 日本液体微粒化学会 編, “アトマイゼーションテクノロジー”, 森北出版, 2001.
- [128] 葉啓南, 小酒英範, 神本武征, “蛍光・散乱光法による非蒸発噴霧のザウタ平均粒径測定に関する研究”, 機論 B, Vol. 59, No. 568, pp. 4008-4013, 1993.
- [129] 小垣哲也, 小林敏雄, 谷口伸行, “非圧縮性乱流数値解析に適した一般座標系差分スキーム（第一報, 座標変換後の基礎方程式の解析的保存特性と適切な差分スキームの一般座標系への拡張）”, 機論 B Vol. 65, No. 633, pp. 1559-1567, 1999.
- [130] 小垣哲也, 小林敏雄, 谷口伸行, “非圧縮性乱流数値解析に適した一般座標系差分スキーム（第二報, 一般座標系差分スキームの検証）”, 機論 B Vol. 65, No. 633, pp. 1568-1576, 1999.
- [131] A. J. Chorin, “Numerical solution of the Navier-Stokes equations”, *Mathematics of Computation*, Vol. 22, No. 6, pp. 745-762, 1968.
- [132] A. N. Karpetis, and A. Gomez, “An Experimental Study of Well-Defined Turbulent Non-premixed Spray Flame”, *Combustion and Flame*, Vol. 121, No. 1, pp. 1-23, 2000.
- [133] P. H. Gaskell, and A. K. Lau, “Curvature-Compensated Convective Transport: SMART, A New Boundedness-Preserving Transport Algorithm”, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 8, pp. 617-641, 1988.
- [134] M. Hirohata, Y. Itoh, M. Tsubokura, N. Taniguchi, and T. Kobayashi, “Large Eddy Simulation of Turbulent Methane-Air Non-Premixed Flame”, Procs. of 4th JSME/KSME Thermal Engng. Conf., Vol. 3, pp. 151 – 156, 2000.
- [135] 小林克年, “壁面モデルを適用した乱流 LES の構築とその実用性の評価”, 東京大学学位論文, 2001.
- [136] K. Fukagata, and N. Kasagi, “Highly Energy-Conservative Finite Difference Method for the Cylindrical Coordinate System”, *J. of Comp. Phys.*, Vol. 181, pp. 478-498, 2002.
- [137] 村田史仁, “水素拡散火炎噴流の LES 解析”, 東京大学修士論文, 2001.

- [138] J. Cohen, and I. Wygnansky, “The evolution of instabilities in the axiaymmetric jet Part I”, *J. Fluid Mech.* vol. 176, pp. 191-219, 1987.
- [139] 豊田国昭, “噴流の渦”, *ながれ*, Vol. 24, pp. 151-160, 2005.
- [140] 荒川忠一 著, “数値流体力学”, 東京大学出版会, 1994.
- [141] 森西洋平, “非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 (第 1 – 3 報)”, *機論 B 編*, Vol. 62, No. 604, pp. 4090-4112, 1996.
- [142] 伊藤裕一, “移動境界適合座標系を用いた振動翼まわりの流動解析”, 九州工業大学修士論文, 1998.
- [143] C. Temperton, “Algorithms for the Solution of Cyclic Tridiagonal Systems”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 19, pp. 317-323, 1975.
- [144] 泉 元, 谷口伸行, 川田 裕, 足立武司, 小林敏雄, “移動境界を含む流動解析の研究 (第 1 報, 解析手法の比較検討)”, *機論 B*, Vol. 60, No. 572, pp. 1218-1225, 1994.
- [145] C. M. Rhie, and R. L. Chow, “Numerical Study of the Turbulent Flow Past a Airfoil with Trailing Edge Separation”, *AIAA Journal*, Vol. 21, No. 11, pp. 1525-1532, 1983.
- [146] Y. Morinishi, O. V. Vasilyev, and T. Ogi, “Fully conservative finite difference scheme in cylindrical coordinates for incompressible flow simulations”, *Journal of Computational Physics*, Vol. 197, No. 2, pp. 686-710, 2004.
- [147] J.-S. Wu, and Y.-Y. Lian, “Parallel three-dimensional direct simulation Monte Carlo method and its applications”, *Computers and Fluids*, Vol. 32, pp. 1133-1160, 2003.

謝辞

本研究は、私が東京大学生産技術研究所に在籍中、同大島伸行教授のご指導の元で進めたものを学位論文としてまとめたものです。この学位論文をまとめるにあたり、本当に多くの方より、ご指導、ご助言、ご協力を頂きました。ここに記して感謝の意を表したいと思います。

大島伸行教授（現 北海道大学教授）は私の意志を尊重下さり、自由に研究をさせて下さる一方、数値解析手法、コーディング技法、流体力学、燃焼工学やその数理モデルの物理的・数学的解釈など本当に多くのことを熱心にご指導頂きました。先生が導いて下さった乱流噴霧燃焼の数値解析というテーマは、とても魅力的な一方で、同時に非常にチャレンジングなテーマでもあり、幾度も挫折しながらもこうしてまとめることができたのは先生の懇切丁寧なご指導があったからこそです。

小林敏雄教授（現 東京大学名誉教授、財団法人日本自動車研究所所長）は私達に LES という現在の計算機性能をもってしても未だ高負荷を言わざるを得ない解析を存分に実行できる最高の環境を与えて下さる共に、研究方針や方向性について常に一步先に行くご指示を頂きました。先生が流体工学分野でリーダーシップをとっておられる中、その一端に関わることができ大変光栄に思います。中でも、先生が編集委員長を務められた「数値流体力学ハンドブック」の表紙に私の研究の可視化画像を載せて頂いたこと、大変光栄に思います。同書は私の宝物です。

大島まり教授には数値スキームや数値解析技法についてご指導頂いただけでなく、乱流燃焼の研究者とは一步違う視点で私の研究を俯瞰下さり、私の研究に厚みを増すことができました。またご多忙の折、私の拙い英語表現の訂正に丁寧にお付き合い下さったのも大島先生でした。

加藤千幸教授には HPC 技術に関連して並列化技法やベンチマーキング手法を懇切丁寧にご指導頂いただけでなく、物理的、工学的視点に立ったアドバイスを頂き、研究の完成度を大幅に高めることができました。また、革新的シミュレーションソフトウェアの研究開発プロジェクトにおける計算リソースを使わせて頂き、効率的に解析をすすめることができました。この計算リソースなくして本研究は成しませんでした。

瀬川茂樹技術職員（現 東京大学生産技術研究所 藤井輝夫研究室）には、技術職員の先輩として、技術職員としての心構えから技術者/研究者としての生き方をその背中から学ばせて頂きました。今の私の座右の銘「よく遊び、よく学べ」は、瀬川さんと過ごさせて頂いた貴重な時間から生まれたといっても過言ではありません。

（独）産業技術総合研究所 小垣哲也氏には、乱流解析の初学者であった私に LES と乱流解析の基礎をご指導頂きました。また、本論文の第4章で用いた一般座標系 LES コードは氏のコードを

ベースとさせて頂きました。同氏の緻密かつ丁寧な研究スタイルからは大変多くのことを学ばせていただきました。

トヨタ自動車株式会社 弘畑幹鐘氏には、LES 燃焼解析に関する多くのご助言を頂きました。また、本論文の第 5 章の解析に用いた乱流噴霧燃焼解析コードは氏の乱流燃焼解析コードをベースとさせて頂きました。同氏の研究室における存在感は他の追随を許さないほどで、数々の逸話を残していられました。私もそのような圧倒的な存在感を身につけられるようになりたいです。

谷口研博士課程の富永卓司氏（現 広島大学大学院工学研究科 助手）には同じ乱流燃焼の研究をはじめた仲間として、一番多くの時間を一緒に過ごしてきました。その過程で乱流燃焼の物理的、数理的解釈の議論からプログラムのデバッグまで、本当の多くのことにお付き合い頂きました。研究に携わる年数としては私の方が長いはずなのですが、氏の理解力、応用力は素晴らしくいつも舌を巻くばかりでした。今後も良い研究をお続けになれると思います。陰ながら応援致します。

ここにお名前を挙げる事ができませんでしたが、研究室のスタッフの方、学生の皆様、他にも本当に多くの方々に精神的、肉体的、頭脳的にご支援頂きました。大変感謝しています。

九州工業大学情報工学部田中和博教授（現 九州工業大学情報工学部長）は、私にこのような学術研究の世界に身を置く機会を与えて下さいました。そしてお蔭様で素晴らしい研究テーマにもめぐりあう事ができました。本当に感謝しています。

最後に、妻 満美、長女 楓、次女 葵、三女 桜、あなた達の明るい笑顔が何よりの心の支えでした。この論文をあなた達に捧げます。

平成 18 年 12 月 1 日

伊藤 裕一